PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1913. Redaktionsschluß für No. 4 am 1. Februar 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Cl. Schaefer u. G. Frankenberg, Über den Einfluß der Temperatur auf die turbulente Strömung. S. 89.

G. Mie, Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Sorkau über Turbulenzreibung. S. 93.

P. Zeeman, Über die Polarisation, die dem Lichte infolge Durchgangs durch den Spalt eines Spektroskops aufgezwungen wird, und über einige aus ihr entstehende Fehler. S. 95.

O. Lummer, Stäbchensehen in klarer Sternennacht. (Stäbchen weißer Sternenglanz.) S. 97.

J. Stark, Bogen- und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen. S. 102.

H. Pettersson, Zur Theorie der Molekularstöße. S. 109.

R. Ambronn, Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall. S. 112.

G. Vallauri, Zur Weissschen Theorie der Hysteresis der ferromagnetischen Substanzen. S. 118.

H. Schmidt, Über das Leuchten und die ionisierende Wirkung inaktiver, mit Phosphordampf gesättigter Gase. S. 120.

W. S. Gripenberg, Der Brechungsindex des kristallinischen Selens. S. 123.

St. Meyer, Notiz zu dem neuesten Wert für das Atomgewicht des Radiums. S. 124.

R. Grammel, Nachtrag zu der Notiz: Über Schwingungen nach dem quadratischen Widerstandsgesetz. S. 125.

Besprechungen:

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. I. S. 125.

J. M. Eder, Die Photographie bei künstlichem Licht. S. 125.

F. Soddy, The Chemistry of the Radio-Elements. S. 126.

F. Soddy, Die Natur des Radiums. S. 126.

Mme. P. Curie, Die Entdeckung des Radiums. S. 127.

A. Berliner, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 127.

Wegner v. Dallwitz, Wärmetheorie und ihre Beziehungen zur Technik und Physik. S. 127.

Berichtigung. S. 128.

Tagesereignisse. S. 128.

Personalien. S. 128.

Angebote. S. 128.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Einfluß der Temperatur auf die turbulente Strömung.

(Bemerkungen zu einer Arbeit des Herrn W. Sorkau.)

Von Cl. Schaefer und G. Frankenberg.

Herr Sorkau hat soeben[1]) sehr interessante Beobachtungen über turbulente Strömung in Röhren veröffentlicht. Seine auf vier Substanzen (Chloroform, Amylen, Azeton und Äthylazetat) sich erstreckenden Messungen haben folgendes ergeben: Nach Überschreiten einer gewissen Strömungsgeschwindigkeit hört die Poiseuillesche Strömung auf und es beginnt die „Turbulenz I", die sich durch die Gleichung darstellen läßt:

$$p^{\frac{1}{n_1}} t = C_1, \qquad (1)$$

wo p den Triebdruck, t die Durchflußzeit, n_1 einen Zahlenfaktor $= 1{,}5186$ bedeutet. Dieser Fall ist schon von den früheren Experimentatoren häufig realisiert worden. Herr Sorkau hat nun aber durch weitere Steigerung der Geschwindigkeit noch höhere Grade von Turbulenz herstellen können, die er als „Turbulenz II" und „Turbulenz III" bezeichnet; beide Strömungsarten gehorchen einer ähnlichen Gleichung wie (1), nur mit anderen Konstanten n und C; z. B. ist $n_2 = 2{,}3321$, $n_3 = 2{,}1611$ usw. Wir wollen vorweg bemerken, daß wir diese neuen Ergebnisse Sorkaus im wesentlichen bestätigen können, die wir unabhängig von ihm gefunden haben; wir werden weiter unten auf die Bedeutung dieser Beobachtungen eingehen. — Ferner hat Herr Sorkau — das ist das eigentliche Ziel seiner Arbeit — den Einfluß der Temperatur der strömenden Flüssigkeit auf die Konstanten $C_1 C_2 C_3$ der drei verschiedenen Turbulenzströmungen untersucht. Er findet für C_1 eine Abnahme bei steigender Temperatur ϑ, und zwar lassen die vier Substanzen folgende Darstellung zu, wobei eine belanglose Konstante unterdrückt ist:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für Chloroform:} & C_1 = e^{-0{,}00383\,\vartheta}, \\ \text{für Äthylazetat:} & C_1 = e^{-0{,}003917\,\vartheta}, \\ \text{für Amylen:} & C_1 = e^{-0{,}003164\,\vartheta}, \\ \text{für Azeton:} & C_1 = e^{-0{,}003549\,\vartheta}. \end{array}\right\} \qquad (2)$$

Alle diese Gleichungen behauptet Herr Sorkau innerhalb der Fehlergrenzen durch die folgende ersetzen zu können:

$$C_1 = e^{-0{,}003663\,\vartheta} = e^{-\frac{\vartheta}{273}}. \qquad (2a)$$

Er ersetzt also die verschiedenen Exponentialglieder durch einen Mittelwert, den er mit dem Ausdehnungskoeffizienten der idealen Gase in Beziehung bringt; so ergäbe sich für die Turbulenz I eine universelle Temperaturabhängigkeit. Bei der Turbulenz II und III ändern sich die Konstanten C_2 und C_3 im umgekehrten Sinne, indem sie mit der Temperatur zunehmen. Doch ist diese Zunahme nach Herrn Sorkau so gering („innerhalb der Fehlergrenzen fallend"), daß er zum Resultat gelangt, für Turbulenz II und III sei eine Temperatur-

1) Diese Zeitschr. **13**, 805, 1912; auch Greifswalder Dissertation 1912.

abhängigkeit nicht vorhanden. Zu dieser Behauptung wird Herr Sorkau offenbar durch die Überlegung gedrängt (S. 76 der Dissertation), daß, im Falle C_2 wirklich mit ϑ zunähme, „eine Temperatursteigerung eine Vermehrung der inneren Reibung hervorrufen würde, was allen bisherigen Erfahrungen widersprechen würde."

Gegen diese Formulierungen seiner vortrefflichen Beobachtungen richten sich die folgenden Bemerkungen; wir werden zeigen, daß von einer universellen Temperaturabhängigkeit bei Turbulenz I nicht die Rede sein kann und daß tatsächlich bei Turbulenz II und III die Änderung von C_2 und C_3 im umgekehrten Sinne erfolgen muß wie bei Turbulenz I.

Um dies zu erkennen, genügt eine einfache Dimensionsbetrachtung nach Reynolds in Verbindung mit den hydrodynamischen Gleichungen, deren Richtigkeit vorausgesetzt wird[1]). Der Triebdruck p hat die Dimension $[ML^{-1}T^{-2}]$ und kann nur von solchen Größen abhängen, die in den hydrodynamischen Gleichungen vorkommen, nämlich der Dichte ϱ, der inneren Reibung k, einer beliebig gewählten linearen Dimension der Röhre, die durch L bezeichnet sei, und der Geschwindigkeit v. Wir können also p in der Form ansetzen:

$$[p] = [\varrho^x k^y L^z v^n], \tag{3}$$

und die Einführung der Dimensionen ergibt dann folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} 1 &= x + y, \\ 1 &= 3x + y - z - n, \\ 2 &= y + n, \end{aligned}$$

die folgende Werte für xyz liefern:

$$\left.\begin{aligned} x &= n - 1, \\ y &= 2 - n, \\ z &= n - 2. \end{aligned}\right| \tag{4}$$

Also ist nach (3):

$$[p] = [\varrho^{n-1} k^{2-n} L^{n-2} v^n], \tag{5}$$

oder, wenn wir statt $[v]: [LT^{-1}]$ einführen, wo T die Durchflußzeit bedeutet:

$$[p] = [\varrho^{n-1} k^{2-n} L^{2n-n} T^n]. \tag{6}$$

Zieht man die $n$te Wurzel aus (6), so kann man schreiben:

$$[p^{1/n} T] = \left[\varrho^{\frac{n-1}{n}} k^{\frac{2-n}{n}} L^{\frac{2n-2}{n}}\right], \tag{7}$$

und diese Gleichung stimmt mit (1) überein, so daß wir für die Konstante C die Dimensionsformel erhalten:

$$[C] = \left[\varrho^{\frac{n-1}{n}} k^{\frac{2-n}{n}} L^{\frac{2n-2}{n}}\right]. \tag{8}$$

Diese Gleichung bestimmt gleichzeitig die Temperaturabhängigkeit von C. Aus (8) folgt nämlich: C ist insofern Funktion von ϑ, als ϱ, k, L es sind. Nun sind die Zahlen n für die 3 Turbulenzgrade bestimmt; ferner kennt man den Ausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeiten und die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung. L, worunter wir etwa den Radius der Röhre verstehen können, kann als konstant betrachtet werden, da die übrigen Änderungen von einer anderen Größenordnung sind. Wir können also schreiben:

$$\varrho_\vartheta = \varrho_0 (1 - \alpha\vartheta), \tag{9}$$

wo α der Ausdehnungskoeffizient ist; ferner:

$$k_\vartheta = k_0 (1 - \beta\vartheta + \gamma\vartheta^2), \tag{10}$$

wo β und γ aus den sorgfältigen Beobachtungen mehrerer Forscher über innere Reibung bestimmt werden können. Man erhält also für C nach (8), (9), (10) folgende Temperaturabhängigkeit:

$$C = (1 - \alpha\vartheta)^{\frac{n-1}{n}} \cdot (1 - \beta\vartheta + \gamma\vartheta^2)^{\frac{2-n}{n}}. \tag{11}$$

Diese Gleichung enthält gar keine universellen Konstanten, sondern α, β, γ sind individuelle Stoffkonstanten; in (11) ist eine belanglose Konstante unterdrückt. Die folgenden Tabellen sollen zunächst zeigen, daß (11) für Turbulenz I die Beobachtungen des Herrn Sorkau vollkommen darstellt.

Für Chloroform ist:

$$\alpha = 0{,}00123;$$

ferner nach Thorpe und Rodger[1]):

$$k = k_0 (1 - 0{,}01156\,\vartheta + 0{,}00008\,\vartheta^2);$$

ferner für Turbulenz I: $n_1 = 1{,}5186$. Das gibt die Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} C_1 = (1 - 0{,}00123\,\vartheta)^{0{,}3415} \cdot \\ \cdot (1 - 0{,}01156\,\vartheta + 0{,}00008\,\vartheta^2)^{0{,}3170} \end{aligned}\right\} \tag{12a}$$

In der folgenden Tabelle sind danach für die Temperatur 0^0, 20^0, 35^0, 50^0 die relativen Werte von C_1 in der zweiten Spalte berechnet. Die dritte Spalte liefert die von Sorkau beobachteten Werte, die mit den nach Gleichung (2) berechneten zusammenfallen.

ϑ	C_1 berechnet	C_1 nach Sorkau beobachtet
0^0	1,000	1,000
20^0	0,925	0,926
35^0	0,877	0,875
50^0	0,842	0,825

Für Äthylazetat ist:

$$\alpha = 0{,}00127;$$

ferner nach Thorpe und Rodger:

$$k = k_0 (1 - 0{,}011084\,\vartheta + 0{,}000066\,\vartheta^2).$$

1) Eine analoge Bemerkung hat kürzlich auch v. Kármán gemacht zu den Messungen Bose (diese Zeitschr. 12, 283, 1911).

1) Die Zahlenangaben sind nach Landolt-Börnstein zitiert und berechnet.

Die Formel lautet also:

$$C_1 = (1 - 0{,}00127\,\vartheta)^{0{,}3415} \cdot (1 - 0{,}012084\,\vartheta + 0{,}000066\,\vartheta^2)^{0{,}3170}. \quad (12b)$$

Die Tabelle gibt in derselben Weise die beobachteten und berechneten Werte.

ϑ	C_1 berechnet	C_1 nach Sorkau
0°	1,000	1,000
20°	0,918	0,922
50°	0,778	0,804

Ebenso für Amylen:

ϑ	C_1 berechnet	C_1 nach Sorkau	C_1 nach Sorkaus Gl. (2a) ber.
0°	1,000	1,000	1,000
20°	0,948	0,939	0,929
50°	0,842	0,850	0,833

Endlich für Azeton:

ϑ	C_1 berechnet	C_1 nach Sorkau
0°	1,000	1,000
20°	0,938	0,934
50°	0,838	0,850

Aus diesen Tabellen ergibt sich, daß die Formel (11) die Sorkauschen Beobachtungen mit einer überraschenden Genauigkeit darstellt. Wie oben erwähnt, hat nun aber Herr Sorkau die empirischen Formeln (2), die als Ausdruck der Beobachtungen gelten können, ersetzt durch Gleichung (2a), um eine universelle Formulierung zu erhalten. Rechnet man nach dieser universellen Formel, so zeigt sich, daß unsere Gleichung (11) dieser Sorkauschen Gleichung (2a) i. A. überlegen ist. In der vierten Spalte der Tabelle für Amylen ist diese Rechnung durchgeführt, und man sieht, daß die beobachteten Werte näher an den nach unserer Gleichung (11) berechneten liegen, als an den nach der Sorkauschen universellen Formel (2a) berechneten. Es mag noch betont werden, daß die geringen Differenzen zwischen Beobachtung und unserer Formel davon herrühren, daß wir genötigt sind, Konstanten α, β, γ zu benutzen, die andere Beobachter an anderem Material festgestellt haben. Die Übereinstimmung würde eine viel bessere werden, wenn wir solche Konstanten $\alpha\beta\gamma$ zur Verfügung hätten, die von Herrn Sorkau selbst für sein Material bestimmt worden wären.

Eine Bemerkung mag noch hier Platz finden. Wir haben mit Sorkau $n_1 = 1{,}5186$ für alle Stoffe angenommen. Es kann aber keinem Zweifel unterliegen, daß dies nur eine Annäherung ist, wie z. B. auch Boses Messungen zeigen. Herr Sorkau geht aber sogar soweit, n_1 durch $^3/_2$ zu ersetzen, und er scheint diesen Wert als allgemein gültig anzusehen. Dazu liegt u. E. kein Grund vor.

Wir wenden uns jetzt zur Turbulenz II und III. Dort haben wir Werte von n_2 und n_3, die größer als 2 sind, und das bedingt den Unterschied in der Temperaturabhängigkeit gegen Turbulenz I. Denn nach (8) oder (11) wird jetzt der Exponent von k bzw. $(1 - \beta\vartheta + \gamma\vartheta^2)$ negativ, d. h. dieser Faktor wächst mit der Temperatur, und zwar stärker, als der erste Faktor $(1 - \alpha\vartheta)^{\frac{n-1}{n}}$ abnimmt. Also kommt schließlich ein Wachsen von C_2 bzw. C_3 mit der Temperatur zustande.

Für Äthylazetat z. B. liefert Gleichung (11) die folgenden Daten:

Turbulenz II.

$$n_2 = 2{,}3321,$$
$$\frac{n_2 - 1}{n_2} = 0{,}5712,$$
$$\frac{2 - n_2}{n_2} = -0{,}1424,$$

also:

$$C_2 = (1 - \alpha\vartheta)^{0{,}5712} \cdot (1 - \beta\vartheta + \gamma\vartheta^2)^{-0{,}1424}, \quad (13)$$

während Sorkau seine tatsächlichen Beobachtungen[1]) durch die empirische Formel darstellt (Dissertation, S. 78):

$$C_2 = e^{+0{,}0011713\,\vartheta}.$$

Wir erhalten damit die folgende Tabelle, die ohne Erläuterung verständlich ist.

ϑ	C_2 beobachtet	C_2 berechnet
0°	1,000	1,000
20°	1,023	1,020
30°	1,036	1,032
40°	1,048	1,040

Aus der Tabelle geht die vorzügliche Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten hervor. Es kann also kein Zweifel sein, daß C_2 tatsächlich mit der Temperatur zunehmen muß. Ganz analog liegt der Fall für Turbulenz III, weshalb ein näheres Eingehen sich erübrigt.

Alles in allem geht aus diesen Darlegungen wohl zur Genüge hervor, daß von einer universellen Temperaturabhängigkeit der Turbulenz I und der Konstanz von Turbulenz II und Turbulenz III nicht die Rede sein kann. Die vorher mitgeteilte Überlegung Herrn Sorkaus, wonach ein Wachstum von C_2 und C_3 mit der Temperatur eine Vermehrung der inneren Reibung mit steigender Temperatur bedeuten würde, leidet eben an dem

1) Durch die er jedoch, wie oben erwähnt, dieses Wachstum von C_2 als nicht bewiesen ansieht.

Fehler, daß das Gesetz der mechanischen Ähnlichkeit hier, wie in der ganzen Arbeit, nicht beachtet worden ist. Umgekehrt bildet die Bestätigung der Gleichung (11) einen Beleg dafür, daß die hydrodynamischen Gleichungen auch für die Turbulenz gelten, was gelegentlich bezweifelt worden ist.

Noch in einer anderen Hinsicht liefern die Sorkauschen Messungen eine Bestätigung bzw. Erweiterung der bisherigen theoretischen Kenntnisse über Turbulenz. Herr Sorkau hat eine Abhängigkeit des Übergangspunktes von Turbulenz I zu Turbulenz II von der Temperatur konstatiert, die er als „auffallend" bezeichnet. In Wirklichkeit ist dies, wenn die hydrodynamischen Gleichungen gelten, eine Notwendigkeit. Der Übergang vom Poiseuilleschen Stadium zur Turbulenz I ist, wie man seit den klassischen Untersuchungen Osborne Reynolds weiß, charakterisiert durch einen bestimmten Wert des sogenannten Reynoldsschen Parameters $\frac{v\varrho L}{k}$. Durch eine ganz analoge Überlegung kommt man zum Ergebnis, daß auch für den Übergang von Turbulenz I zu Turbulenz II und von Turbulenz II zu Turbulenz III bestimmte (natürlich andere) Werte des Ausdrucks $\frac{v\varrho L}{k}$ maßgebend sind. v können wir hier durch das ihm proportionale $\frac{1}{t}$ ersetzen; L, eine beliebige lineare Dimension, etwa der Röhrendurchmesser, ist bei allen Versuchen unverändert; also finden wir für den Übergangspunkt die Bedingung:

$$\frac{\varrho}{k t_{12}} = \text{const}, \qquad (15)$$

wenn wir durch t_{12} diejenige „kritische" Durchflußzeit bezeichnen, bei der Turbulenz I in Turbulenz II übergeht. Das liefert für diese kritische Durchflußzeit in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur, wenn die früheren Zeichen beibehalten und ein belangloser konstanter Faktor weggelassen wird:

$$t_{12} = \frac{\varrho_\vartheta}{k_\vartheta} = \frac{1 - \alpha\vartheta}{1 - \beta\vartheta + \gamma\vartheta^2}. \qquad (16)$$

Ist t_{12} gefunden, so findet man aus Gleichung (1) den zugehörigen Wert des „kritischen" Triebdruckes p_{12}.

Für Äthylazetat gibt Sorkau eine Tabelle der t_{12}, die wir hier reproduzieren, und zwar enthält die zweite Spalte der folgenden Tabelle die relativen beobachteten Werte, während die dritte die nach (16) berechneten relativen Werte angibt. So erhält man:

ϑ	t_{12} beobachtet	t_{12} berechnet
7^0	1,000	1,000
20^0	1,140	1,152
30^0	1,293	1,280
40^0	1,431	1,417

Daraus folgt: Die Sorkauschen Messungen stimmen mit Formel (16) überein, beweisen also die Gültigkeit des Reynoldsschen Kriteriums auch für den Übergang von Turbulenz I zu Turbulenz II.

Zum Schlusse sei uns noch eine Bemerkung allgemeiner Natur über Turbulenz und hydrodynamischen Widerstand gestattet.

Bei der Bewegung fester Körper in Flüssigkeiten pflegt man im allgemeinen nur sehr kleine und sehr große Geschwindigkeiten zu betrachten, d. h. die beiden Fälle, in denen der hydrodynamische Widerstand der ersten bzw. der zweiten Potenz der Geschwindigkeit proportional ist. Dagegen wird selten hervorgehoben, daß bei mittleren Geschwindigkeiten ein Gebiet existieren kann (oder immer existiert), in dem der Widerstand proportional einer nicht weit von 1,5 liegenden Potenz der Geschwindigkeit ist. Lanchester[1]) nennt dieses Gebiet das „Allensche Stadium". Umgekehrt hat man bei Strömung in Röhren bisher nur den Fall kleiner Geschwindigkeiten (1. Potenz) und den mittlerer Geschwindigkeit (Reynoldssche Turbulenz oder Turbulenz I) untersucht. Stellt man die beiden Fälle gegenüber, so wird man unmittelbar auf die Vermutung geführt, daß bei größeren Geschwindigkeiten auch bei Strömung in Röhren schließlich das quadratische Widerstandsgesetz (wenigstens annähernd) auftreten müsse. Diese Überlegung hat uns zu unseren vorhin erwähnten, noch nicht publizierten und noch nicht abgeschlossenen Versuchen veranlaßt, und die Auffindung der höheren Turbulenzstadien hat die Richtigkeit dieses Gedankengangs bestätigt. Darin allerdings kommt Herrn Sorkau die volle Priorität zu. Durch diese Betrachtungen erkennt man am besten, daß zwischen der Bewegung von festen Körpern in Flüssigkeiten und der Strömung in Kapillaren eine vollkommene Analogie besteht, die zwar durch die gemeinsame Bezeichnung „Turbulenz" angedeutet, aber fast nirgends klar hervorgehoben ist. Aus diesen Bemerkungen möchten wir folgern, daß man beim Aufsuchen von Modellen oder Mechanismen für den hydrodynamischen Widerstand sich nicht auf den Fall des quadratischen Gesetzes beschränken sollte, da das Problem viel allgemeiner ist. Natürlich soll damit gegen die hohe praktische und

1) Lanchester, Aerodynamik, Band I, S. 56 ff.

theoretische Bedeutung solcher Versuche kein Bedenken erhoben, sondern nur betont werden, daß damit keine abschließende Lösung gewonnen werden kann. Doch wäre es sicher sehr wertvoll, eine Übertragung der geistreichen Kármánschen Ideen über den Mechanismus des hydrodynamischen Widerstands im Falle des Quadratgesetzes auf Strömung durch Röhren (Turbulenz III) zu versuchen.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, im Oktober 1912.

(Eingegangen 22. Dezember 1912.)

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Sorkau über Turbulenzreibung[1]).

Von Gustav Mie.

Da die Arbeit des Herrn W. Sorkau, deren genauerer Titel lautet: „Über den Einfluß von Temperatur, spezifischem Gewicht und chemischer Konstitution auf die Turbulenzreibung", auf meine Veranlassung von der Greifswalder philosophischen Fakultät als Doktordissertation angenommen worden ist, fühle ich mich zu einigen Bemerkungen über sie verpflichtet. Die Arbeit, die in La Plata, zum großen Teil noch unter der Leitung von E. Bose ausgeführt ist, gibt ein großes Material zuverlässiger Zahlen, aus denen man interessante Ergebnisse herauslesen kann. Mit der Bearbeitung dieses Zahlenmaterials durch Herrn W. Sorkau bin ich nicht in jeder Beziehung einverstanden. Ich hielt es aber nicht für tunlich, ihn zu veranlassen, daß er die fertig vorliegende Arbeit nach den von mir für richtig angesehenen Grundsätzen umarbeitete, sondern ich nahm mir vor, meine eigene Ansicht in einer besonderen Publikation darzulegen. Inzwischen sind von den Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg[2]) Bemerkungen über die Sorkausche Arbeit gemacht worden, die Herr Cl. Schaefer mir liebenswürdigerweise schon im Manuskript zugänglich gemacht hat und die mir sehr wichtig zu sein scheinen[3]). In der folgenden Besprechung werde ich daher nicht allein meine anfänglichen Gedanken über die Sorkausche Arbeit äußern, sondern auch gelegentlich auf die Folgerungen der Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg etwas eingehen.

1. Herr Sorkau rechnet nicht nur in dem Gebiet, das er als Turbulenz I bezeichnet, und in dem die beobachteten Punkte tatsächlich auf einem recht glatten Kurvenzug liegen, nach der Methode der kleinsten Quadrate, sondern auch in den sogenannten Gebieten II und III, wo die Punkte oft sehr regellos gruppiert sind. Ich halte das nicht für statthaft. Man sieht bei der Betrachtung der in das Koordinatennetz eingetragenen Punktreihen deutlich, daß oft Punkte vorkommen, die sprunghaft von den benachbarten abweichen. Das rührt nicht von zufälligen Beobachtungsfehlern her, sondern davon, daß der Strömungszustand in diesen Gebieten sehr unsicher ist und verschiedenartige Charaktere zeigen kann. Nach meiner Meinung muß man deswegen die Ergebnisse zuerst einmal zu diskutieren versuchen, ehe man rechnet, weil man nicht weiß, ob man berechtigt ist, eine mittlere Kurve zwischen den Punkten zu suchen, wie sie die Methode der kleinsten Quadrate liefert, oder ob eine Kurve gesucht werden muß, von der durch die Störungen Abweichungen stets nach einer Seite bewirkt werden.

In der Tat sieht man, wenn man die Sorkauschen Messungen in einem nicht zu kleinen Koordinatennetz einträgt, daß sich durch alle diejenigen Punkte im Gebiet II und III, die verhältnismäßig weit nach oben liegen, immer eine Gerade ziehen läßt, die eine äußere Grenze für alle beobachteten Punkte bildet. Diese Grenzgerade variiert nicht merkbar mit der Temperatur und hat bei allen Flüssigkeiten genau die Neigung $^1/_2$. Es ist schade, daß sie von Herrn Sorkau nicht in die Figuren eingetragen ist. Die Punkte unmittelbar nach dem Sprung zwischen den Gebieten I und II erreichen die Grenzgerade fast, aber doch nicht ganz. An sie schließt sich in den meisten Fällen zunächst eine Punktreihe an, die noch tiefer unter die Grenzgerade heruntergeht als der Anfang, das ist das Gebiet II des Herrn Sorkau. Bald springt aber gelegentlich einer der beobachteten Punkte manchmal ganz, manchmal nahezu auf die Grenzgerade hinauf, und das tritt um so öfter ein, je größer die Geschwindigkeit wird. Schließlich liegen die meisten Punkte entweder auf der Geraden oder dicht unter ihr, das ist das Gebiet III des Herrn Sorkau.

Es ist also ganz klar — und das ist jedenfalls das wichtigste Resultat der Arbeit —, daß Herr Sorkau, der eine ziemlich kurze Kapillare benutzt hat (Länge: 5 cm), die Geschwindigkeit so weit getrieben hat, bis das bekannte Gesetz $p = {}^1/_2\,\varrho \cdot v^2$ für reibungsfreie Ausströmung gilt.

Die Rechnung zeigt, daß die Flüssigkeit dabei nicht den ganzen Querschnitt der Röhre benutzt, sondern daß die Wandung von einer dünnen ruhenden Flüssigkeitsschicht bekleidet ist. Es bildet sich also im Innern der Flüssigkeit eine zylindrische Diskontinuitätsfläche aus.

1) W. Sorkau, diese Zeitschr. **13**, 805, 1912 und Greifswalder Dissertation 1912.

2) Cl. Schaefer u. G. Frankenberg, diese Zeitschr. **14**, 89, 1913.

3) Schon früher hat Th. von Kármán (diese Zeitschr. **12**, 283, 1911) ähnliche Bemerkungen zu einer Arbeit von Bose u. Rauert gemacht.

Das Interessante ist nun, daß der in Art eines starren Stabes durch die Röhre hindurchschießende Faden für alle Flüssigkeiten denselben Durchmesser hat. Dieser Durchmesser ergibt sich, wenn man die Grenzgeraden zu den Zeichnungen möglichst genau aufsucht, zu 0,35 mm, während der Durchmesser der Kapillare 0,423 mm ist.

Daraus, daß die Diskontinuitätsfläche in allen Flüssigkeiten gleich ist, ergibt sich, daß die sehr instruktiven Dimensionsbetrachtungen der Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg in der Tat berechtigt sind. Würde die Diskontinuitätsfläche mit der Natur der Flüssigkeit und mit der Temperatur variieren, so wäre das nicht der Fall.

Sicherlich hängt aber die Dicke des Fadens von der speziellen Form der Einströmungsstelle ab und es wäre wichtig, das Verhalten verschieden geformter Röhren zu vergleichen.

2. Bei langen Zahlenreihen in dem Gebiet II, III (z. B. bei den Beobachtungen an Amylen) bemerkt man, daß die Kurve, die die Beobachtungen darstellt, nicht nur im Anfang, sondern zu wiederholten Malen von der Grenzgeraden abbiegt, um dann immer wieder zurückzuspringen. Meistens ist allerdings die erste Kurve, die sich nach dem Sprung, mit welchem Gebiet I aufhört, von der Grenzgeraden abzweigt, besonders lang und deutlich; Herr Sorkau hat sie deswegen als Gebiet II von den später folgenden Punkten (Gebiet III) besonders unterschieden. Am besten sieht man die Punktreihe II beim Äthylazetat, sehr schön aber auch bei Chloroform und Azeton, während sie beim Amylen nur kurz ist und nicht mehr hervortritt, als die sich später immer wiederholenden kurzen Abzweigungen von der Grenzgeraden.

Das Merkwürdige ist, daß in diesen Abzweigungen der Druck wie eine Potenz der Geschwindigkeit zunimmt, die höher ist als die zweite. Man könnte gewissermaßen sagen, daß die träge Masse des durchschießenden Flüssigkeitsfadens hier mit der Geschwindigkeit zuzunehmen scheine. Das ist jedenfalls so zu verstehen, daß zu der Vorwärtsbewegung des Flüssigkeitsfadens Wirbelbewegungen an der Diskontinuitätsfläche hinzukommen, und daß mit wachsender Geschwindigkeit diese Wirbelbewegungen einen immer größeren Umfang gewinnen, bis sie schließlich einmal plötzlich wieder verschwinden.

Wenn man durch die Punkte des Gebietes II eine Gerade legt, so findet man, daß die Kotangente des Neigungswinkels meistens rund etwa $2^1/_3$ beträgt. Die Beziehung zwischen Druck p und Geschwindigkeit v ist also:

$$p = c \cdot v^{7/3},$$

wo c eine Konstante bedeuten soll. Die Beziehung zwischen dem Druck p und der Zeit t, während der ein konstantes Volumen austritt, ist:

$$p^{3/7} \cdot t = C,$$

wo C eine andere Konstante ist, die für jede Flüssigkeit und für jede Temperatur einen anderen Wert hat.

Nach den Dimensionsbetrachtungen der Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg (und des Herrn Th. von Kármán) soll diese Konstante C mit $\varrho^{1-n} \cdot k^{2n-1}$ ($n = {}^3/_7$, also $\varrho^{4/7} \cdot k^{-1/7}$) proportional sein, wo ϱ die Dichte, k die Zähigkeit der Flüssigkeit bedeuten. In der oben zitierten Arbeit haben die beiden Herren nachgewiesen, daß diese Proportionalität beim Äthylazetat für verschiedene Temperaturen erfüllt ist. Es läßt sich aber auch leicht zeigen, daß für die drei verschiedenen Flüssigkeiten Äthylazetat, Chloroform, Azeton die Proportionalität besteht. Nach Sorkau hat $\log C$ bei 17° die Werte:

Äthylazetat . .	$\log C = 1{,}550$
Chloroform . .	$\log C = 1{,}658$
Azeton . . .	$\log C = 1{,}534$.

Rechnet man mit den von Sorkau bestimmten Werten der Dichtigkeit ϱ und den in „Landolt und Börnstein" angegebenen Werten der (auf Wasser von 0° bezogenen) spezifischen Zähigkeit k bei 17°:

	ϱ	k
Äthylazetat . .	0,917	0,28
Chloroform . .	1,505	0,34
Azeton . . .	0,820	0,21,

so findet man das Verhältnis von C zu $\varrho^{4/7} \cdot k^{-1/7}$ konstant innerhalb der Fehlergrenzen, die man zu 2 Proz. annehmen darf.

Diese Proportionalität macht es höchstwahrscheinlich, daß die eigentümlichen Wirbelbildungen an der Diskontinuitätsfläche bei den drei untersuchten Flüssigkeiten in ungefähr geometrisch gleicher Weise vor sich gehen.

3. Besonders interessant scheint mir das von Herrn Sorkau sehr sorgfältig untersuchte Verhalten der Flüssigkeiten beim Beginn des reibungslosen oder doch fast reibungslosen Ausflusses. Es geht aus Herrn Sorkaus Beobachtungen mit Sicherheit hervor, daß der Übergang von der Reynoldsschen turbulenten Bewegung zu dem fast reibungslosen Hindurchschießen eines glatten Flüssigkeitsfadens stets sprungweise eintritt, und zwar immer dann, wenn die Turbulenz einen bestimmten Grad erreicht hat, der dadurch charakterisiert ist, daß sich die Durchflußzeit t wie die Potenz $p^{-0{,}66}$ ändert. Es ist dann, wie man aus den Sorkauschen Beobachtungen sehen kann, bei den von ihm benutzten Flüssigkeiten der Sprung von der einen Bewegungsform zur andern immer ziem-

lich genau von gleicher Größe, die Durchflußzeit sinkt nämlich beim Eintritt der reibungslosen Bewegung sprungweise auf den Bruchteil 0,89 der zuletzt erreichten Durchflußzeit bei turbulenter Strömung.

4. Der durch die Poiseuilleschen Gesetze beherrschte regelmäßige Ausfluß kommt in den Sorkauschen Messungen nicht mehr vor, höchstens ist vielleicht der unterste Punkt bei Alkohol von 15° dahin zu rechnen. Es ist das deswegen auffällig, weil die gemessenen Geschwindigkeiten bei kleinen Drucken immerhin sehr klein sind. Die Reynoldssche Zahl ist also bei der Sorkauschen Versuchsanordnung ganz auffallend klein. Man kann sie aus den Zahlenreihen für Alkohol und Wasser, die verhältnismäßig weit heruntergehen, einigermaßen schätzen. Ich finde sie daraus ungefähr gleich 140, während sie bei den Reynoldsschen Messungen bekanntlich ungefähr 2000 war.

Stellt man die Zahlenreihen für die turbulente Ausströmung in der Weise graphisch dar, wie es Herr Sorkau getan hat, daß man $\log p$ und $\log t$ als Abszissen und als Ordinaten abträgt, so ergeben sich deutlich gekrümmte Kurven. Es ist also unmöglich, die turbulente Strömung nach einem Gesetz $p^n \cdot t = C$ zu berechnen, wenn n einen konstanten Exponenten bedeutet. Es wäre gewiß interessant, nachzusehen, ob die Kurven für die verschiedenen Flüssigkeiten, wie es das Prinzip der Ähnlichkeit der turbulenten Bewegungen verlangt, alle durch eine und dieselbe, lediglich von der Form des Apparats abhängende Gesetzmäßigkeit beherrscht sind. Es wäre sehr zu begrüßen, wenn Herr Sorkau einmal versuchte, diese Gesetzmäßigkeit zu finden. Reichliches Zahlenmaterial hat er dafür beigebracht, aber die rechnerische Verwertung fehlt noch zum größten Teil. Allerdings hat er ein sehr wichtiges Resultat schon festgestellt. Er hat durch sorgfältige Rechnungen gezeigt, daß das Ende der Kurve der turbulenten Strömung bei allen untersuchten Flüssigkeiten durch die Formel[1]):

$$p^{0,65} \cdot t = C.$$

wiederzugeben ist. Setzt man in der von Herrn von Kármán angegebenen Proportionalität n gleich $^2/_3$, so ergibt sich, daß C mit $\sqrt[3]{\varrho \cdot k}$ proportional sein muß. In der Tat findet man, wenn man die Sorkauschen Zahlen für $\log C$ bei 17°:

Äthylazetat	$\log C = 1{,}594$
Chloroform	$\log C = 1{,}698$
Azeton	$\log C = 1{,}536$

und die oben (S. 94) angegebenen Werte für ϱ und k benutzt, daß diese Bedingung bis auf etwa 2 Proz. Fehler erfüllt ist. Die Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg haben ferner schon gezeigt, daß sie auch für die verschiedenen Temperaturen richtig ist. Daraus ist zu schließen, daß bei den schnellsten turbulenten Strömungen das Prinzip der Ähnlichkeit der Bewegungen jedenfalls gilt, und es ist sehr aussichtsreich, auch für die übrige Turbulenzkurve nach einem allgemeingültigen Gesetz zu suchen.

Eine universelle Abhängigkeit der letzten Teile der Kurven von der Temperatur, wie ich sie vermutet[1]) hatte, kann unter diesen Umständen sicherlich nicht vorhanden sein. Dagegen scheint der von den Herren Cl. Schaefer und G. Frankenberg unter Annahme des konstanten Exponenten $n = 0{,}66$ aus dem Prinzip der Ähnlichkeit der Bewegungen erschlossene Zusammenhang des Temperaturkoeffizienten der schnellsten turbulenten Strömung mit den Temperaturkoeffizienten des Volumens und der Viskosität durchaus zutreffend zu sein.

1) Daß die Herren Cl. Schaefer u. G. Frankenberg meinen, Herr Sorkau schriebe dem Wert $0{,}66 \sim {}^2/_3$ eine besondere Bedeutung zu, beruht wohl auf einem Mißverständnis. Die Messungen Herrn Sorkaus lassen sich mit der Zahl $^2/_3$ genügend genau wiedergeben und diese Zahl ist bequem zu merken, indessen ist jedenfalls zu erwarten, daß bei Benutzung eines anderen Apparats das Ende der Kurve anders aussehen wird.

1) In seinem Aufsatz in dieser Zeitschr. **13**, 817, 1912 rechnet Herr W. Sorkau mit der ihm nicht von mir angegebenen Formel:

$$p^{0,66} \cdot t \cdot e^{\frac{\theta}{273}} = C.$$

Diese Formel würde kein universelles Gesetz ausdrücken, da der Eispunkt (273°) keine universelle Bedeutung hat. Ich selber hatte versucht, die Sorkauschen Zahlenreihen durch die Formel:

$$p^{0,66} \cdot t = \frac{B}{\theta}$$

wiederzugeben, die freilich nicht ganz genau, aber doch eine recht gute Näherungsformel war.

Greifswald, Physik. Institut, 2. Januar 1913.

(Eingegangen 7. Januar 1913.)

Über die Polarisation, die dem Lichte infolge Durchgangs durch den Spalt eines Spektroskops aufgezwungen wird, und über einige aus ihr entstehende Fehler.

(On the polarization impressed upon light by traversing the slit of a spectroscope and some errors resulting therefrom.)

Von P. Zeeman[1]).

In einer Mitteilung über die Intensitäten der Komponenten magnetisch zerlegter Spektral-

1) Vorgetragen in der Sitzung der Amsterdamer Akademie am 26. Oktober 1912.

linien[1]) habe ich auf die Tatsache aufmerksam gemacht, daß infolge der polarisierenden Wirkung des Gitters das Verhältnis der beobachteten Intensitäten der Komponenten eines Tripletts erheblich von dem Verhältnisse abweicht, das in dem Lichte, wie es von der Strahlungsquelle ausgesandt wird, herrscht. In manchen Fällen sieht der Beobachter nur eine schwache mittlere Komponente und zwei intensive äußere Komponenten, während das wahre Verhältnis genau das entgegengesetzte ist. Um in dem Bilde das wahre Intensitätsverhältnis zu erhalten, schlug ich vor, vor den Spalt des Spektroskops eine Quarzplatte von solcher Dicke einzuschalten, daß das einfallende Licht um einen Winkel von 45° gedreht wird[2]).

Außer der erwähnten polarisierenden Wirkung des Gitters liegt eine zweite Ursache vor, die das Intensitätsverhältnis der Komponenten verschiedener Schwingungsrichtung im Bilde von dem Verhältnis verschieden zu machen strebt, das der Konstitution des emittierten Lichts entspricht. Ich meine die Polarisation, die dem Lichte aufgezwungen wird, das durch feine Spalte hindurchgeht. Seit den Zeiten Fizeaus[3]) ist dieser Effekt bekannt, aber auf die Fehler, die sich bei der Untersuchung magnetisch aufgelöster Spektrallinien aus ihm ergeben können, ist bisher noch nicht hingewiesen worden.

Der nachstehende einfache Versuch ist leicht ausführbar: Eine mit Quecksilber beschickte Vakuumröhre wird in einem horizontalen Magnetfelde angeordnet. Das emittierte Licht wird mit Hilfe eines Spektroskops mit großer Beleuchtungsstärke und hohem Auflösungsvermögen analysiert. Der Spalt muß vom Beobachter am Okular aus zu betätigen sein. Man kann die beiden gelben Quecksilberlinien beobachten, die in Tripletts aufgelöst werden, oder die grüne Quecksilberlinie, die sich in drei Gruppen von je drei Linien spaltet. Wenn der Spalt ziemlich breit ist, können die mittleren Komponenten der gelben Tripletts die doppelte Intensität der äußeren haben; die drei Gruppen der grünen Quecksilberlinie haben ungefähr dieselbe Gesamtintensität, wenn sie nicht gänzlich aufgelöst sind. Wenn der — aus Platinoid hergestellte — Spalt allmählich enger gemacht wird, so nimmt die Intensität aller Komponenten ab, die der mittleren Komponente oder der mittleren Gruppe aber stärker als die der äußeren. Schließlich kann man die mittleren Komponenten der Tripletts und sogar die mittlere Gruppe der hellen grünen Linie ganz zum Verschwinden bringen[1]), während die äußeren Komponenten sichtbar bleiben. Aus diesen Beobachtungen können wir nicht umhin, zu schließen, daß die senkrecht zum Spalte erfolgenden Schwingungen schließlich kaum noch durch den engen Spalt hindurchgehen.

Die Richtigkeit dieser Erklärung kann man auch daraus entnehmen, daß das Verhältnis der Intensitäten sich während der Verengerung des Spalts allmählich ändert.

Diese Ansicht läßt sich durch die folgenden Beobachtungen nachprüfen: Wenn man vor den Spalt des Spektroskops eine Quarzplatte einschaltet, welche die Polarisationsebene um 90° dreht, so kann man nur die äußeren Komponenten der aufgelösten Spektrallinie zum Verschwinden bringen.

Ich machte eine zweite Beobachtung nur mit dem Spalt des Spektroskops. Nach Entfernung der Kollimatorlinse des Spektroskops konnte man den Spalt deutlich sehen, wenn man längs der Achse des Spektroskops blickte. Beim Durchsehen durch ein Kalkspatrhomboeder erscheint der Spalt doppelt. Bei einem breiten Spalt, der von der strahlenden Röhre beleuchtet wird, zeigen die beiden Bilder dieselbe Intensität; bei allmählicher Verengerung des Spalts wird das von der vertikalen Schwingung herrührende Bild heller als das andere.

Ich will zwei Fälle anführen, in denen die durch den engen Spalt erzwungene Polarisation Fehler herbeiführen kann. In erster Linie geschieht dies in dem oben genannten Falle der Vergleichung der Intensitäten aufgelöster Komponenten, die in verschiedenen Ebenen schwingen. Zweitens können, wenn man die Auflösung solcher Linien untersucht, die ursprünglich nach der einen Seite des Spektrums hin diffus sind, scheinbare Verschiebungen und unsymmetrische Trennungen auftreten. Wenn die ursprüngliche Linie nach Rot zu diffus ist, wird eine Intensitätsabnahme der mittleren Linie eines Tripletts eine scheinbare Verschiebung gegenüber den äußeren Komponenten gegen Violett hin hervorrufen. Das Umgekehrte wird der Fall sein, wenn die ursprüngliche Linie nach Violett hin diffus ist.

Die hier betrachtete scheinbare Verschiebung hat bei den Versuchen keinen Einfluß gehabt, welche eine Wellenlängenänderung der Queck-

1) P. Zeeman, The intensities of the components of spectral lines divided by magnetism. Amst. Proc., 26. Oktober 1907.

2) a. a. O. S. 291.

3) Fizeau, Ann. de Chim. et de Phys. **63**, 385, 1861.

1) Dieser Grenzfall bedingt die Verwendung eines außergewöhnlich engen Spalts, wie er in der Praxis selten benutzt wird.

silberlinie 5791 Å.-E. betrafen, die von mir[1]) und von Gmelin[2]) unabhängig und gleichzeitig entdeckt worden ist. Deren Existenz konnte auch nach der Methode von Perot und Fabry dargetan werden, die von der Verwendung eines engen Spalts unabhängig ist.

Es trifft sich günstig, daß eine vor den Spektroskopspalt eingeschaltete Quarzplatte, welche die Polarisationsebene um 45° dreht, gleichzeitig sowohl die Fehler ausmerzt, welche von der polarisierenden Wirkung des Gitters herrühren, als auch jene, die durch die Enge des Spalts hervorgerufen werden[3]).

1) P. Zeeman, Change of wavelength of the middle line of tripletts. Amst. Proc., Sitzungsbericht vom 29. Februar 1908, holländisch erschienen 12. März 1908, englisch 29. März 1908. „Änderung der Wellenlänge an der Mittellinie von Tripletts", diese Zeitschr. **10**, 217, 1909.

2) P. Gmelin, Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde. Diese Zeitschr. **9**, 212, 1908. (Eingegangen 24. Februar 1908, erschienen 1. April 1908.)

3) Anmerkung bei der Korrektur: Ich möchte die Bemerkung hinzufügen, daß bei vielen, auch astrophysikalischen, Versuchen, wo es sich um mögliche Verschiebung teilweise polarisierter Komponenten handelt, ein Vorversuch von Nutzen sein kann. Bringt man nämlich gleich hinter dem Spalt (also zwischen Spalt und Gitter) eine dünne Kalkspatplatte und benutzt eine nicht zu linienreiche Lichtquelle, z. B. eine Quecksilberlampe, dann geben die erzeugten Doppelbilder im Spektrum mit einem Blick manchen Aufschluß über die Polarisationsverhältnisse, soweit sie vom Apparat herrühren.

(Nach Korrekturbogen von Amst. Proc. **15**, 599—601, 1912 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Dezember 1912.)

Stäbchensehen in klarer Sternennacht. (Stäbchenweißer Sternenglanz.)

Von O. Lummer.

1. Einleitung. Wenn ich diese Studie der Physikalischen Zeitschrift einsende, so geschieht es, weil wir es beim Sehen im Hellen und Dunklen mit physikalischen Apparaten zu tun haben und die Gesetzmäßigkeiten dieser Netzhautapparate genau so gut in die physikalische Disziplin gehören, wie die Gesetzmäßigkeiten, welche der Lichtstrahlung zugrunde liegen, bei der wir es ebenfalls mit einer Lichtempfindung zu tun haben. Das Sehen ist ein psychologischer Akt wie das Hören, die Organe, welche beide Akte vermitteln, sind jedoch physikalische Apparate und als solche eine Domäne der physikalischen Forschung.

Im folgenden möchte ich darlegen, daß beim Sehen in klarer Sternennacht und sogar bei Vollmondschein das Sehen durch die Stäbchen vermittelt wird, daß wir dann also total farbenblind sind, daß wir die meisten Sterne nur indirekt sehen und daß der „silberne Sternenglanz" mit der Empfindung: „Stäbchenweiß" zu identifizieren ist.

2. Zapfen und Stäbchen der Netzhaut. Da wir Farbentüchtigen auf der Netzhautgrube (Fovea centralis) nur Zapfen und keine Stäbchen haben und mit ihr bei Tage „sehen", insofern wir jedes zu betrachtende Objekt „fixieren", so glaubte man lange, daß die Stäbchen beim Sehen überhaupt keine Rolle spielen. Wir wissen heute, daß im Dämmerlicht die Stäbchen unter Umständen die Zapfen im Wettstreit besiegen[1]) und im „Dunkeln" das Sehen ganz allein vermitteln[2]). Aus den verschiedensten Gründen sprach ich schon lange die Vermutung aus, daß auch die farbentüchtigen Augen im Vollmondschein „Stäbchenseher" seien, wie die Augen der im Dunkeln lebenden Tiere und die totalfarbenblinden menschlichen Augen bei Tage.

Ehe wir die hierauf bezüglichen Beobachtungen mitteilen, müssen wir erst die Sehfunktionen der Zapfen und Stäbchen genauer kennen lernen. Wohl wußte man, daß die Zapfen am empfindlichsten für die gelbgrüne Zone des Spektrums sind, während die Stäbchen die blaugrüne Zone bevorzugen. Die genaue Kenntnis der Empfindlichkeitskurven beider Apparate gegenüber den sämtlichen Farbennuancen im Spektrum datiert erst seit Benutzung des absolut schwarzen Körpers als Strahlungsquelle behufs genauer Kenntnis der Energieverteilung im betrachteten Spektrum und seit Konstruktion des „Spektral-Flickerphotometers"[3]), welches die Helligkeiten auch weit abliegender Spektralfarben bis auf 1 Proz. genau zu vergleichen gestattet. In Fig. 1 sind die Empfindlichkeitskurven von zwei Beobachtern für die Zapfen angegeben, die bei direkter Beobachtung unter Ausschluß der Stäbchen gewonnen wurden[4]). Demnach liegt das Empfindlichkeitsmaximum der Zapfen bei etwa 555 $\mu\mu$. Nach neuerdings von Frl. Bender[5]) angestellten Untersuchungen, welche sich auf ihr Auge und das von 9 anderen Beobachtern beziehen, kann man annehmen, daß

1) O. Lummer, Über Grauglut und Rotglut. Wied. Ann d. Phys. **62**, 14—29, 1897. Daselbst ist auch die v. Kriessche Theorie „Über die Funktion der Netzhautelemente" (1894) genau reproduziert.

2) „Gespenstersehen" (S. 46 der „Ziele der Leuchttechnik" von O. Lummer. Verl. R. Oldenbourg, München u. Berlin 1903). Vgl. außerdem „Die Lehre von der strahlenden Energie" (Optik) v. O. Lummer, II. Bd., III. Buch des Müller-Pouilletschen Lehrbuches der Physik, 10. Aufl. Verl. v. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1907.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterl. Kultur 1906, Beibl. 1907, S. 466.

4) E. Thürmel, Inaug.-Diss. Breslau 1910; Ann. d. Phys. **33**, 1139, 1910.

5) Hedwig Bender, „Untersuchungen am Lummer-Pringsheimschen Spektral-Flickerphotometer" als Inaug.-Dissert. eingereicht bei der Philos. Fakultät d. Breslauer Universität.

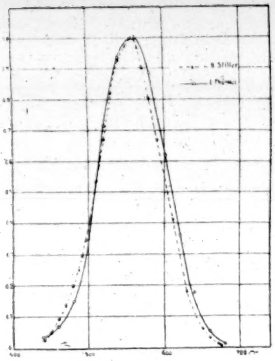

Fig. 1.

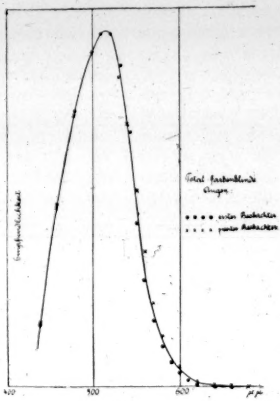

Fig. 2.

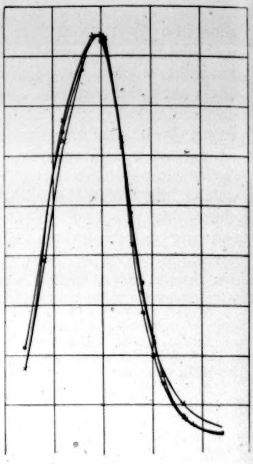

Fig. 3.

dieses Empfindlichkeitsmaximum eher bei 550 $\mu\mu$ gelegen ist.

In Fig. 2 sind die Empfindlichkeitskurven zweier Totalfarbenblinder reproduziert, welche unter Frl. Benders Anleitung gearbeitet haben. Diese Kurven sind bei direktem Sehen gewonnen und stellen unter der Annahme, daß auf der Netzhaut totalfarbenblinder Augen nur Stäbchen vorhanden sind, eine „Stäbchenkurve" dar. Fast die gleiche Kurve erhielt Frl. Bender bei peripherischer Beobachtung der Photometerfelder (Fig. 3, in welcher zum Vergleich nochmals die Kurven der Fig. 2 reproduziert sind), so daß unsere Stäbchen im Dunkeln und die Stäbchen der Totalfarbenblinden im Hellen die gleiche Empfindlichkeitskurve zu besitzen scheinen. Das Maximum dieser Stäbchenkurve liegt bei 515 $\mu\mu$.

Wie die Kurve erkennen läßt, fällt die Empfindlichkeit der Stäbchen nach beiden Seiten, zumal aber nach dem roten Ende des Spektrums außerordentlich schnell ab. Rot erscheint den Stäbchen somit schwarz und dementsprechend bezeichnen die Stäbchenseher alle roten Tinten als schwarz.

Unter Kenntnis dieser auf streng physikalischer Grundlage gewonnenen Resultate lassen sich alle bekannten Erscheinungen beim Sehen im Hellen und Dunkeln erklären. Ebenso hätten sich auch die im folgenden mitzuteilenden neuen Beobachtungen über den Sternenglanz usw. rein theoretisch folgern lassen. Trotzdem verdanke ich sie der Erfahrung beim Betrachten des Sternenhimmels an einem für das Sehen im Dunkeln geeigneten Orte. Einmal durch den Zufall aufmerksam geworden, gab die Theorie neue Wegweiser für die Beobachtung.

3. Stäbchensehen bei Vollmondschein. Um meine Hypothese zu prüfen, daß wir in mondbeschienener Landschaft „Stäbchenseher" sind, unternahm ich Ende Juni 1912 mit meinem Freunde E. Pringsheim eine Nachtfahrt im Ballon bei Vollmondschein. Nur wenn man fern vom Lichtermeer der Großstadt ist, kann man erwarten, daß die Stäbchen sich dunkel adaptieren und zu höchster Leistung steigern. Meine Vermutung wurde vollkommen bestätigt.

Wegen der hellen Juninacht und der lange anhaltenden Dämmerung beherrschten die farbendifferenzierenden Zapfen bis spät am Abend das Feld. Nach Mitternacht aber änderte sich das Bild, da die Zapfen ihren Dienst einstellten und die Stäbchen sich zu ihrem Lichtberuf vorbereiteten. Da diese nur farblose Helligkeit („Stäbchenweiß" bzw. „Stäbchengrau") im Gehirn auslösen und nur auf extrafovealen Netzhautstellen vorkommen, an Zahl nach der Peripherie zunehmend und zu vielen zugleich an einer Nervenfaser angreifend, so sehen wir bei Ausschaltung der Zapfen nur indirekt, sind auf der Fovea total blind und sehen um so heller, je indirekter wir beobachten.

Um Objekte mit lebhaften Farben in großer Nähe betrachten zu können, hatten wir am Ballonkorb flatternde Papierfahnen aus roten, gelben, grünen und blauen Streifen befestigt. Trotzdem diese vom Vollmondlichte (freilich etwas verschleiert) voll getroffen wurden, war nach Mitternacht von den Farben nichts mehr zu bemerken. Rot erschien tief sammetschwarz,

da die Stäbchen für den roten Spektralbezirk unempfindlich sind, während die gelben Farben grau und die blauen Farben weißlich leuchteten.

Blickten wir in die Landschaft hinab, so erschien diese wie mit einem weißlichen Schleier überzogen, düster und geheimnisvoll gähnte öde Leere uns entgegen und alles war „grau in grau" gemalt, unterbrochen von schwarzen Schatten und helleren stäbchenweißen Stellen. In bezug auf die Schätzung des „Höher und Tiefer" im welligen Terrain, in bezug auf die Erkennung von Einzelheiten unserem Ballon scheinbar sich nähernder Hindernisse[1]) und in bezug auf die Perspektive waren wir vielen Täuschungen unterworfen. Wir waren auf der Fovea total blind und wurden von den beim „Gespenstersehen" auftretenden Erscheinungen geneckt. Nur der Vollmond bot bei direkter Betrachtung das gewohnte Bild und auf seiner runden Scheibe ließen wir gern unser Auge ausruhen von der ungewohnten Anstrengung beim Stäbchensehen. Bei indirekter Beobachtung nahm die Mondscheibe zu an stäbchenweißem Glanze und ab an Erkennbarkeit der Einzelheiten. Nicht ohne Freude und Wohlbehagen begrüßten wir die anbrechende Tagesdämmerung und das Erwachen der Zapfen, welche die Landschaft in die gewohnten Farben tauchen.

4. Stäbchensehen in klarer Sternennacht. Bei meinem Aufenthalt im Bad Flinsberg (Isergebirge) (600 m Höhe) bis spät in den Oktober hinein benutzte ich die günstige Gelegenheit, um spät abends in klarer Sternennacht Beobachtungen über das Sehen im Dunkeln anzustellen. Die damals gesammelten Erfahrungen bei Betrachtung der Sterne unterzog ich während meines Weihnachtsaufenthalts daselbst einer erneuten Prüfung.

Verlasse ich nach eingetretener Dunkelheit meine einsam gelegene Pension und gelange aus dem Bereich der hell erleuchteten Zimmer, so umfängt mich stockfinstere Nacht. Nur mit Hilfe des Stockes vermag ich tastend den Weg einzuhalten, so daß ich stehen bleibe und meinen Blick über das Gelände und den Himmel schweifen lasse. Was ich sehe, sind in weiten Abständen rot leuchtende Glühlampen, welche als Straßenlaternen dienen und die in einzelnen Villen erleuchteten Fenster. Über mir am dunklen Himmelsgewölbe leuchten die Sterne, bei deren Betrachtung mir aber nichts Besonderes auffällt.

Allmählich beginnt es um mich herum heller zu werden, ich unterscheide schon deutlich den Weg vom Rasen und erkenne viele Einzelheiten meiner Umgebung, die vorher mit Dunkel umhüllt war: Die Stäbchen sind aus ihrem Schlafe erwacht und langsam über die Schwelle getreten. Nun ist ihre Dunkeladaptation vollendet und die ganze Landschaft erscheint wie mit weißlichem Lichte übergossen, so daß man sich in ihr frei bewegen kann. Und siehe da: die rotglühenden Lampen und die rötlich erleuchteten Fenster in der Ferne strahlen mit stäbchenweißem Lichte, ohne daß ich mir bewußt bin, sie indirekt zu betrachten.

Ich fixiere die Lampe oder das erleuchtete Fenster und beide erscheinen wie zu Anfang in hellrotem Lichte. Wie schnell ich meine Blickrichtung auch wechsle, stets geht die „Rotglut" beim Übergange zu indirekter Beobachtung in die „Grauglut" über, die sich bei sehr schiefer Blickrichtung in hellen stäbchenweißen Glanz verwandelt. Außer diesen „Selbstleuchtern" erscheint kein Objekt gefärbt. Die bei Tage hellroten Ziegeldächer der Villen erscheinen tiefschwarz, die Wiesen schimmern in düsterem Grau und nur die heller beleuchteten Objekte sind in Stäbchengrau getaucht.

Inzwischen hat sich der Himmel mit Tausenden von Sternen bedeckt und der wunderbare Glanz dieses selten schönen Sternenhimmels nimmt meinen Blick gefangen. Zum ersten Male fällt mir auf, daß allen Sternen der gleiche „silberne" und undefinierbare stäbchenweiße Glanz eigen ist, welchen die fernen Fenster und Glühlampen zeigen, wenn man an ihnen vorbeischaut. Sollte wirklich das Sternenlicht mit der Empfindung „Stäbchenweiß" identisch sein? Ich blicke schärfer zu den Plejaden hin und suche diesen weißglänzenden Sternhaufen zu fixieren. Wie erstaune ich, daß derselbe so gut wie ganz verschwunden ist und daß aus einer dunkleren Stelle am Himmel, da, wo vorher die Plejaden erglänzten, nur einige winzige Lichtpünktchen kaum sichtbar erstrahlen. Ich schaue vorbei zu dem in der Nähe befindlichen Aldebaran und wieder erglänzt die ganze Plejadengruppe in herrlichstem Stäbchenweiß.

Ich fixiere jetzt nacheinander die lichtschwächeren Sterne und siehe da, jedesmal verschwindet derjenige Stern, den ich genauer betrachten will. Ich fixiere die helleren Sterne und auch diese verändern ihr Aussehen beim Fixieren, sie werden ärmer an Glanz und schrumpfen zu einem Lichtpunkt zusammen. Erst beim absichtlichen Vorbeischauen gewinnen sie ihre Größe, Helligkeit und ihren „Sternenglanz" wieder. Und diese mir noch niemals zum Bewußtsein gekommene Verwandlung geht auch mit den Sternen erster Größe vor sich, nur daß diese ihrer Fixation keinen Widerstand leisten, insofern ihre Strahlungs-

1) Wir schwammen stundenlang in einer 80 m hohen Schwimmschicht, hatten das Schleppseil bis zu 60 m ausgelegt und mußten scharf aufpassen.

energie mehr als ausreicht, um die Zapfen der Fovea zu reizen. Gleichwohl drücken bei indirekter Beobachtung die Stäbchen ihren stäbchenweißen Silberglanz auch diesen hellsten Sternen auf, die extrafovealen Zapfen übertölpelnd!

Mit der Erkenntnis, daß erst die Stäbchen den Himmel mit den Tausenden von Sternen kleinerer Größe übersäen und auch den helleren Sternen ihren stäbchenweißen Silberglanz verleihen, gehe ich am nächsten Abend wieder an die Betrachtung der Sterne heran. Wenn es richtig ist, daß nur die Sterne höherer Ordnung mit den Zapfen zu beobachten sind, dann dürfen nach eingetretener Dämmerung, solange noch die Stäbchen schlummern, auch nur diese helleren Sterne am Himmel sichtbar sein. Und wahrlich, wie dünn sind die Sterne am Himmel gesät, solange noch das Auge Farben in der dämmernden Landschaft deutlich wahrnimmt. Wie glanzlos erscheinen selbst die Sterne erster Größe; auch gewinnen sie nicht an Glanz bei indirekter Beobachtung. Die Plejadengruppe ist noch unsichtbar und auch den auf die Deichsel des großen Bären folgenden Stern seines Wagens kann ich nicht erblicken. Dabei erscheint das Himmelsgewölbe tiefdunkel. Erst mit dem Erwachen der Stäbchen mehrt sich schnell die Anzahl der Sterne und Sternchen, immer an Stellen auftauchend, welche man nicht betrachtet und sogleich wieder verschwindend, wenn man sie fixieren und näher betrachten will. Schließlich erscheint das Himmelsgewölbe mit einem dünnen, weißlich schimmernden Schleier überzogen und auf ihm glänzen die hellsten Sterne mit magischer Pracht und in mächtiger Helligkeit und außer ihnen die Sterne bis sechster Größe. Jetzt ist auch die Zeit gekommen, wo die Glühlampen und rot erleuchteten Fenster der Villen aus der Landschaft mit stäbchenweißem Lichte zu mir heraufleuchten und meine von Asche befreite Zigarre bei jedem Zuge Silberglanz zeigt: Die Stäbchen sind auf ihrer maximalen Leistungsfähigkeit angekommen.

Anfangs glaubte ich, daß man bei hereinbrechender Dämmerung die Sterne kleinerer Größe nicht sieht, weil bei ihnen der Helligkeitskontrast gegenüber dem diffusen Himmelslichte zu gering sei. Natürlich wird anfangs auch dieser Grund maßgebend dafür sein, daß nur die lichtstärksten Sterne auftreten, die bei hellem Tageslicht ja ebenfalls infolge des diffusen blauen Himmelslichtes unserem Blicke entzogen sind[1]). Sicher aber ist, daß auch nach Fortfall dieses Grundes die weitaus größte Zahl von Sternen erst sichtbar wird, wenn und weil die Stäbchen über die Schwelle treten. Wie könnten diese Sterne sonst verschwinden, wenn man sie absichtlich fixiert? Und erst einmal darauf aufmerksam geworden, gelingt es leicht, seinen Blick von Sternchen zu Sternchen wandern lassend, sie einen nach dem anderen auszulöschen.

Nur solange man naiv und unvoreingenommen zum Sternenhimmel aufblickt, bemerkt man nichts von dem Defekt in unserem Auge, nichts vom Verschwinden derjenigen Sterne und Sterngruppen (z. B. Plejaden), deren Abbilder auf die Fovea centralis fallen. Ohne sich dessen bewußt zu sein, beobachtet man alle Sterne indirekt und taucht sie in Stäbchenweiß, ohne es zu wollen. Ganz von selbst sucht das Auge diejenige Stellung einzunehmen, bei der es etwas sieht, da die eifrigen und lichtbegierigen Stäbchen immer bemüht sind, auch die lichtärmste Lichtquelle „einzufangen". Das in die Gegend der Plejaden zufällig gerichtete Auge bzw. unser Stäbchenapparat will die Plejaden sehen, warum soll es sich so stellen, daß dieser schöne Sternhaufen verschwindet?

Ist das Auftreten der Tausende von Sternen und Sternchen das Zauberwerk der Stäbchen, so müssen alle „Stäbchensterne" verschwinden im gleichen Momente, in welchem die Stäbchen ausgeschaltet werden. Um diese logische Konsequenz zu prüfen, begab ich mich in die Nähe des Kurhauses, wo elektrische Bogenlampen brennen. In dieser hell erleuchteten Gegend erkennt man alle Farben der vom Bogenlicht beleuchteten Objekte und die Stäbchen sind hier zur Untätigkeit verdammt. Das Rot der brennenden Zigarre, der erleuchteten Fenster und der fernen Glühlampen wird dementsprechend beim indirekten Sehen nicht in stäbchenweißen Glanz verwandelt. Blickt man jetzt zum Himmel auf, so erscheint er wie ein tiefschwarzes Gewölbe, auf dem nur die hellsten und helleren Sterne zu erkennen sind, die glanzlos und kleinlich funkeln. Jetzt bemerke ich auch keinen Unterschied zwischen direktem und indirektem Sehen. Da aber, wo vorher die Plejaden glänzten, kann man wiederum nur mit Mühe nur einige lichtarme Sternpünktchen erkennen.

Ich begebe mich fort von den Bogenlampen in den Schatten der in der Nähe stehenden Kirche, wo mich vollkommene Finsternis umfängt. Es dauert nicht lange und die Stäbchen erwachen, die rotleuchtenden Fenster ferner Villen erscheinen bei indirekter Beobachtung wieder farblos und am Himmel blitzen immer mehr der zahllosen kleineren Sterne auf. Schließlich nimmt das ganze Himmelsgewölbe auch wieder sein weißliches Aussehen

1) Anmerkung: Wenn es wahr ist, daß man aus der Tiefe eines Brunnens oder durch den dunklen Schornstein blickend die Sterne auch bei hellem Tage sieht, so vermute ich, daß hierbei ebenfalls die Stäbchen im Spiele sind.

an und Tausende Sterne funkeln in stäbchenweißem Glanze. Wiederum verschwindet jeder der von den Stäbchen an den Himmel gezauberten „Stäbchensterne", sobald man ihn fixiert; wiederum erglänzen die Plejaden, sobald man an ihnen vorbeischaut. Trete ich jetzt wieder in den Bereich der Bogenlampen, so verdüstert sich das Himmelsgewölbe und nur die „Zapfensterne" blinken glanzlos herab.

Um die Ausschaltung der Stäbchen nach Belieben bewirken zu können, beobachte ich vom Zimmer meiner Pension, von dem aus ich den ganzen südöstlichen Himmel mit dem großen Bären, dem Kastor und Pollux, dem Orion und über ihm hoch oben die Plejaden übersehen kann. Je nachdem ich im hellen oder dunklen Zimmer beobachte, muß jener Wechsel am Sternenhimmel eintreten, den ich im Lichte der Bogenlampen oder im dunklen Schatten der Kirche beobachtet hatte. In der Tat erblicke ich mit dem hell adaptierten Auge nur den „Dunkelhimmel" mit den „Zapfensternen"; beobachte ich bei ausgeschaltetem Lichte mit dunkel adaptiertem Auge, so strahlen am weißlichen Himmel auch die Tausende von „Stäbchensternen". Sobald die elektrische Lampe im Zimmer angedreht wird, verschwindet fast ruckweise diese himmlische Sternenpracht und am düsteren Himmelsgewölbe leuchten zählbar und in weiten Abständen glanzlos die Zapfensterne.

Schon vorher hatte ich beim Fixieren der Stäbchensterne beobachtet, daß manche von diesen das neckische Spiel des gespensterhaften „Irrlichtes" zeigen, wie ich es beim „Gespenstersehen" beschrieben habe. Noch ehe der fixierte Stäbchenstern ganz verschwindet, zittert er hin und her und flieht vor unserem Blicke im Kreise sich drehend oder ruckweise seinen Ort verändernd. Blicke ich aus dem verdunkelten Zimmer mit noch nicht vollkommen dunkel adaptiertem Auge zu einem lichtarmen Zapfenstern auf, so scheint auch dieser zu „flackern" und zu „szintillieren" wie die sogen. „szintillierenden Sterne"! Also kann ich möglicherweise auch durch mein Auge die Szintillation der Sterne vortäuschen? Noch möchte ich hierüber nichts Näheres aussagen, da diese „subjektive" Szintillation unter den verschiedensten Bedingungen auftritt. Bald fangen Sterne zu „flackern" an, wenn ich sie fixiere und stehen ruhig, wenn ich an ihnen vorbeischaue, bald funkeln und flackern sie oder verschwinden ganz, wenn ich einen anderen in der Nähe stehenden Stern betrachte. Ist dieses Flackern eine Folge des Wettstreits zwischen den Zapfen und Stäbchen oder ist es eine Ermüdungserscheinung? Wie dem auch sei, in manchen Fällen scheint das Auge jedenfalls das Flackern zu verursachen. Wie wäre sonst die folgende Beobachtung zu erklären, die ich an der abends am westlichen Himmel stehenden Venus gemacht habe.

Gen Westen erhebt sich hinter meiner Pension der Iserkamm zu 1200 m Höhe und gegen 7 Uhr abends stand knapp über dem Kamme in strahlendem Sonnenweiß die deutlich ausgedehnte Sichel der Venus. Betrachte ich diesen Planeten mit helladaptiertem Auge, so leuchtet er ruhig an seinem Orte, ob ich ihn direkt oder indirekt beobachte, genau so fest gebannt an seinem Orte wie ein kleines rotleuchtendes Fenster eines unterhalb des Kammes befindlichen Häuschens. Mit dem Erwachen der Stäbchen verwandelt sich wieder die „Rotglut" des Fensters in stäbchenweiße „Grauglut" und jetzt fängt der Planet bei **indirekter** Beobachtung mächtig an zu flackern. Sobald ich ihn fixiere, steht er wieder still und strahlt mit gleichbleibender Helligkeit sein sonnenweißes Licht mir zu, während das peripherisch gesehene Fenster stäbchenweiß leuchtet. Fixiere ich aber dieses, so vergrößert sich der indirekt gesehene Planet zu einer hellen, stäbchenweißen Fläche, die den ganzen Rücken des Kammes mit strahlendem „Heiligenschein" einsäumt und seine Helligkeit schwankt zwischen bedeutenden Grenzen. Hier spielt also das dunkeladaptierte Auge sicher eine bedeutsame Rolle bei der Helligkeitsschwankung eines himmlischen Objekts.

Schlußresultat. Als gesichertes Resultat möchte ich hinstellen, daß der „silberne" Glanz aller Sterne durch die Mitwirkung der dunkeladaptierten Stäbchen hervorgezaubert wird, daß das eigentümlich glanzvolle Sternenlicht die Empfindung „Stäbchenweiß" ist und daß die Tausende Sterne kleinerer Größe ihr Dasein für uns allein den Stäbchen verdanken. „Stäbchensterne" möchte ich daher alle diese bei hell adaptiertem Auge unsichtbaren Sterne nennen im Gegensatz zu den helleren „Zapfensternen". Beim direkten oder indirekten Sehen mit dunkeladaptiertem Auge wird unter Umständen ein „Flackern" der Sterne vorgetäuscht[1]).

1) Anmerkung bei der Korrektur: Vor kurzem war auch in Breslau der Sternenhimmel sichtbar, dessen Anblick wegen des hellen Widerscheins des Großstadtlichtes viel von seiner märchenhaften Pracht in klarer Bergesluft verliert. Was mich an ihm interessierte, war die am südlichen Himmel stehende Mondsichel: Ich wollte sehen, ob auch der Mond bei indirekter Beobachtung sich verhalte wie die Venus. Wie erstaunte ich, als der Mond bei Fixation eines in seiner Nähe sichtbaren Fixsterns nicht nur zu „flackern" anfing, sondern nach kurzer Zeit vollkommen verschwand. Sekundenlang sieht man den Himmel und alle Sterne — ohne den Mond, wobei es gleichgültig ist, welchen der rings den Mond umgebenden Sterne man fixiert. Ich muß gestehen, daß die ganze Er-

scheinung etwas Schreckhaftes an sich hat, wenn nach längerem Flackern und Sträuben das glänzende Himmelsgebilde verschwunden ist. Nach einiger Übung gelingt es, sich klar darüber zu werden, daß die Stelle, wo der unsichtbar gewordene Mond steht, nicht absolut dunkel ist, sondern über eine ausgedehnte Fläche hin mit einem ganz schwachen, nebelgrauen Schleier bedeckt erscheint. Sind auch hierbei die Stäbchen im Spiel? Sollten die Stäbchen bei längerer Einwirkung relativ starken Lichtreizes wieder unter die Schwelle sinken? Warum aber vermitteln die extrafovealen Zapfen nicht mehr das Sehen? Im Dunkelzimmer bei indirektem Sehen verhält sich eine künstliche „Mondscheibe" ganz ebenso wie der wirkliche Mond am Sternenhimmel, so daß bei weiteren Versuchen auch diese Erscheinung ihre Erklärung finden wird.

Flinsberg, Neujahr 1913.

(Eingegangen 9. Januar 1913.)

Bogen- und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen.

Von J. Stark.

1. Die übliche Unterscheidung zwischen Bogen- und Funkenlinien. — Nimmt man eine Zusammenstellung der Spektren der Elemente, z. B. das Buch von W. M. Watts, zur Hand, so findet man die Spektrallinien zumeist in zwei parallelen Spalten aufgeführt; die eine trägt die Überschrift Bogen, die andere Funken. Im allgemeinen kommen die Bogenlinien auch im Funken vor, dagegen gibt es Funkenlinien, welche im Bogen keine merkbare oder nur eine sehr kleine Intensität besitzen. Die Bogenlinien wurden zumeist an dem Lichtbogen in freier Luft beobachtet, die Funkenlinien an dem kondensierten oder oszillatorischen Funken zumeist ebenfalls in freier Luft. Nun wurde bei dem Lichtbogen in freier Luft die Emission von Spektrallinien an der positiven Säule beobachtet; der oszillatorische Funken ist selber ein kurz dauernder Lichtbogen, wie ich an anderer Stelle[1]) darlegte. Im Falle des Bogens wie des Funkens wird demnach die Emission der Spektrallinien durch dieselbe Art elektrischer Strömung erzeugt. Der Unterschied der zwei Fälle beruht in der Temperatur der positiven Säule; diese ist im kondensierten Funken beträchtlich größer als im gewöhnlichen Bogen. Es ist nämlich in der Volumeneinheit der positiven Säule die elektrische Leistung $\left(\frac{\text{Ampere}}{\text{cm}^2} \times \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$ bei dem Funken sehr viel größer als beim Bogen, da sowohl das Spannungsgefälle, als auch die momentane Stromdichte in jenem Falle größer als in diesem ist.

Dieses Zurückgehen auf die Erregungsquelle der Bogen- und Funkenlinien läßt einerseits verstehen, warum dieselben Spektrallinien sowohl im Bogen wie im Funken vorkommen, so daß ihre Benennung zweifelhaft werden könnte, sie weist uns aber auch andererseits einen Weg, den Unterschied zwischen Bogen- und Funkenlinien schärfer zu fassen und die Bedingungen ihrer Emission zu erkennen. In der positiven Säule des gewöhnlichen Lichtbogens haben nämlich die Moleküle (eingeschlossen die negativen Elektronionen) eine kleinere mittlere Geschwindigkeit als im Funken, mögen sie die Träger oder durch ihren Stoß die Erreger der Emission der Serienlinien sein. Um eine Gruppierung in Bogen- und Funkenlinien zu gewinnen, empfiehlt es sich daher, das Spektrum eines Elements einerseits an der positiven Lichtsäule bei niedriger Temperatur, also bei niedrigem Gasdruck (0,1 bis 10 mm) und bei kleiner Stromdichte, andererseits an der negativen Glimmschicht des Glimmstroms bei niedrigem Druck (0,01—1 mm) aufzunehmen; in diesem Teil des Glimmstroms kommen nämlich zahlreiche lichterregende negative Elektronionen (Kathodenstrahlen) vor, welche eine sehr viel größere Geschwindigkeit als in der positiven Säule haben, neben ihnen treten allerdings auch Kathodenstrahlen von kleinerer Geschwindigkeit auf. Wie nun die Erfahrung lehrt und weiter unten an einigen Beispielen gezeigt ist, werden gewisse Linien zahlreicher Elemente von der negativen Glimmschicht in beträchtlicher Intensität zur Emission gebracht, während sie in der positiven Säule keine merkbare oder nur eine sehr geringe Intensität besitzen; diese selben Linien treten nun auch im kondensierten Funken in großer Intensität auf. Wir können darum das intensive Auftreten von Linien in der negativen Glimmschicht, ihr Fehlen oder ihre geringere Intensität in der positiven Säule als Charakteristikum ihrer Zugehörigkeit zur Gruppe der Funkenlinien betrachten. Auf der anderen Seite zeigen sich die Linien der positiven Säule bei niedrigem Druck auch in dem Lichtbogen in freier Luft, wenigstens bei metallischen Elementen; es ist dies das charakteristische Verhalten der Bogenlinien. Da in der negativen Glimmschicht neben großen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten auch kleine vorkommen, so ist es nicht verwunderlich, daß in ihr neben den Funkenlinien auch die Bogenlinien eines Elements auftreten, indes in relativ geringerer Intensität als in der positiven Säule.

Die positive Säule niedriger Temperatur zeigt also in überwiegender Intensität die Bogenlinien eines Elements, die negative Glimmschicht in beträchtlicher Intensität gleichzeitig die Bogen- und die Funkenlinien, diese jedoch im allge-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 712, 1903.

meinen intensiver als jene. Bei dem Übergang von der positiven Säule zur negativen Glimmschicht nimmt demnach die Intensität der Bogenlinien wenig oder gar nicht zu, dagegen wächst in unvergleichlich größerem Maße die Intensität der Funkenlinien. In den Kanalstrahlen wird die Lichtemission durch den Stoß von Atom- oder Molekülstrahlen bewirkt; wie die Erfahrung lehrt und weiter unten an einigen Beispielen gezeigt wird, bringen die Kanalstrahlen entsprechend ihrer großen kinetischen Energie im allgemeinen wie die schnellen Kathodenstrahlen ebenfalls gleichzeitig die Bogen- und die Funkenlinien eines Elements zur Emission, indes mit dem Unterschied, daß sie die Bogenlinien im Verhältnis zu den Funkenlinien sehr viel intensiver als die Kathodenstrahlen liefern.

Nach dieser Charakteristik der zwei Arten von Spektrallinien hinsichtlich der Verknüpfung ihrer Emission mit der Geschwindigkeit stoßender Teilchen scheint kein wesentlicher Unterschied zwischen ihnen zu bestehen; durch Variation der Versuchsbedingungen (Gasdruck und Stromstärke) lassen sich in der Tat, wie z. B. J. Hartmann[1]) für das Magnesium gezeigt hat, Bogen- und Funkenspektrum kontinuierlich ineinander überführen. Und es erscheint allein auf Grund dieser Erfahrung sehr wohl möglich, daß die Bogen- und die Serienlinien eines Elements einen und denselben Träger besitzen. Wie indes eine andere Erfahrung lehrt, ist dies nicht der Fall, bedeutet nämlich der Unterschied der Geschwindigkeiten nicht allein einen Unterschied in der Anregungsfähigkeit verschiedener Schwingungen eines und desselben Trägers, sondern auch die Möglichkeit der Schaffung verschiedener Träger der Bogen- und der Funkenlinien. Ehe dies jedoch dargelegt wird, möchte ich zur Vermeidung von Mißverständnissen ausdrücklich betonen, daß nach meiner Ansicht beide Arten von Linien in dieselbe Gruppe von Spektrallinien, nämlich in diejenige der Serienlinien, gehören, zum Unterschied von den Bandenlinien, eine Einteilung, die ich an anderer Stelle[2]) eingehend begründet habe. Ferner sei hier noch auf Grund unserer Charakteristik der Bogenlinien auf den erweiterten Gebrauch dieses Wortes hingewiesen; es sei nämlich nicht bloß auf solche Bogenlinien angewendet, welche an Metalldämpfen im gewöhnlichen Lichtbogen beobachtet werden, sondern auch auf solche Linien, welche bei metalloidalen Elementen nicht im Metallichtbogen, sondern nur in der positiven Säule von niedrigem Druck zur Emission kommen.

1) J. Hartmann, Astrophys. Journ. **17**, 270, 1903.
2) J. Stark, Die elementare Strahlung, S. Hirzel, Leipzig 1911, S. 42.

2. Die Bogen- und die Funkenlinien des Sauerstoffs in den Kanalstrahlen. — Schon seit langer Zeit sind Linien des Sauerstoffs am kondensierten Funken beobachtet und als Funkenlinien bezeichnet worden. Später haben dann C. Runge und F. Paschen[1]) eine Reihe von Linien, welche von der positiven Lichtsäule bei niedrigem Druck emittiert werden, in Serien geordnet. Diese Linien sind nach der oben gegebenen Charakteristik als Bogenlinien zu bezeichnen. Ihre Intensität nimmt nämlich beim Übergang von der positiven Säule bei niedrigem Druck zum kondensierten Funken oder zur negativen Glimmschicht weitaus nicht in dem Maße zu wie diejenige der Funkenlinien, dagegen treten sie im Kanalstrahlenspektrum mit großer Intensität neben den Funkenlinien hervor. C. Runge und F. Paschen haben zu den von ihnen aufgefundenen Sauerstoffserien auch die Linien λ 4368 Å und λ 3947 Å gerechnet und in ihnen Glieder von Hauptserien vermutet. Ich konnte dann zeigen[2]), daß die Analogie des Verhaltens dieser Linien sie in der Tat mit den Serien von Runge und Paschen verkoppelt. Sie sind also zusammen mit diesen zur Gruppe der Bogenlinien des Sauerstoffs zu rechnen.

Über das Verhalten der Funkenlinien des Sauerstoffs in den Kanalstrahlen herrscht Übereinstimmung zwischen den Angaben der drei Beobachter, welche sie bis jetzt untersucht haben. Bei ihrem Verlauf im Visionsradius ist nämlich ihre bewegte Intensität (Doppler-Effekt) neben der ruhenden Linie leicht zu beobachten. F. Paschen[3]), ich[4]) und H. Wilsar[5]) geben übereinstimmend an, daß die bewegte Intensität von der Ordnung der ruhenden Intensität ist, und zwischen beiden ein Intensitätsminimum deutlich ausgeprägt sich zeigt. An den Bogenlinien des Sauerstoffs vermochte dagegen F. Paschen eine bewegte Intensität nicht aufzufinden. Dieses negative Resultat veranlaßte mich zu einer Nachprüfung. Dadurch, daß ich mit einer größeren Lichtstärke arbeitete, gelang es mir, die bewegte Intensität auch bei einigen Bogenlinien, insbesondere bei λ 3947 Å nachzuweisen, und durch den Vergleich der Angaben Paschens über die Intensität der Funkenlinien mit meinen eigenen konnte ich zeigen, daß bei Paschen die Intensität nicht ausreichte, um die bewegte In-

1) C. Runge u. F. Paschen, Wied. Ann. **61**, 641, 1897.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 816, 1908.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**, 261, 1907.
4) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 806, 1908.
5) H. Wilsar, Dissertation, Würzburg 1912.

tensität sichtbar zu machen. Es ergab sich indes ein großer Unterschied zwischen dem Doppler-Effekt der Bogenlinien und demjenigen der Funkenlinien. Während nämlich bei diesen das Verhältnis von bewegter zu ruhender Intensität ungefähr wie 1,5 : 1 betrug, war es bei den Bogenlinien 1 : 15; dazu war der maximale Doppler-Effekt der Funkenlinien auffallend groß und größer als derjenige der Bogenlinien.

Dieser merkwürdige Unterschied in dem Verhalten der Bogen- und Funkenlinien des Sauerstoffs ist die erste und noch dazu extreme Verwirklichung eines allgemeinen Unterschieds zwischen den zwei Linienarten, eines Unterschieds, der bei zahlreichen anderen Elementen wiederkehren dürfte. Es ist darum wichtig, daß das von mir beschriebene Verhalten gegen jeden Zweifel sichergestellt werde. Ein solcher Zweifel könnte durch die kürzlich veröffentlichte Dissertation des Herrn H. Wilsar[1]) wachgerufen werden; in ihr wird nämlich als ein Resultat der Arbeit bezeichnet: „Bei den Serienlinien des Sauerstoffs konnte ich (im Gegensatz zu J. Stark) keinen Doppler-Effekt finden". Hierdurch veranlaßt ließ ich durch Herrn Künzer im Aachener Physikalischen Institut an mehreren meiner früheren Sauerstoffaufnahmen für die Bogenlinien λ 4368 und λ 3947 die Schwärzungsverteilung mit dem Hartmannschen Mikrophotometer messen. In Fig. 1[2]) ist eine derartige

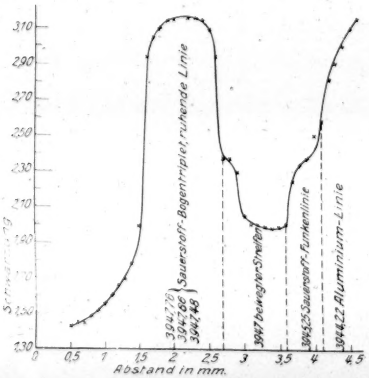

Fig. 1.

Messung mitgeteilt; sie läßt den Doppler-Effekt (bewegter Streifen) bei der Bogenlinie λ 3947 (genauer Serientriplett) objektiv erkennen und gibt die Illustration zu der Beschreibung,

1) H. Wilsar, Diss. Würzburg 1912.

2) In dieser und den folgenden Figuren muß es heißen: Abstand in 0,1 mm statt Abstand in mm.

welche ich früher von dem Doppler-Effekt der Linie λ 3947 gab: „Am deutlichsten tritt der Doppler-Effekt bei der Linie λ 3947 hervor. In einem Abstand von 0,24 mm folgt auf sie nach Ultraviolett zu die Aluminiumlinie λ 3944, und dicht vor dieser, indes kaum sichtbar, die Funkenlinie λ 3945. Auf den Spektrogrammen von der negativen Glimmschicht ist der Zwischenraum zwischen den zwei Linien λ 3947 und λ 3944 vollkommen klar, ebenso der nach Rot zu auf die Linie λ 3947 folgende Raum. Auf den intensiven Spektrogrammen von den Kanalstrahlen (Verlauf im Visionsradius) ist der Zwischenraum durch eine allerdings wenig intensive, aber deutliche Schwärzung zugedeckt. Es ist ausgeschlossen, daß diese Schwärzung durch eine seitliche Strahlung der Aluminiumlinie λ 3944 bewirkt ist; der nach Rot zu liegende Raum hinter der noch stärkeren Aluminiumlinie λ 3962 ist nämlich vollkommen klar, und eine besonders intensive Kontrollaufnahme mit dem kondensierten Aluminiumfunken lieferten die beiden Linien λ 3944 und λ 3962 auf klarem Grunde ohne Überstrahlung".

Bevor Herrn Wilsars Resultate mit den meinigen verglichen werden, ist zunächst der hierfür in Betracht kommende Teil der von ihm angegebenen Tabelle richtig zu stellen. Die interessierenden Spalten dieses Teils sind in der nachstehenden Tabelle I wiedergegeben.

Tabelle I.

Wellenlänge in Å nach Wilsar	Relative Intensität	Doppler-Effekt	Chem. Ursprung
3982,5	1	?	*O*
3973,0	3	D.-E.	*O*
3962,0	4	?	*N*, *O*
3954,6	½	?	*O*
3947,0	2	?	*O*
3945,3	2	?	*O*

In dieser Tabelle ist die Linie 3962,0 von Herrn Wilsar irrtümlich *N* oder *O* zugeschrieben; sie ist in Wirklichkeit die erste Komponente des Aluminiumdupletts λ 3962 und λ 3944. Da Herr Wilsar die Kanalstrahlen auf einer Aluminiumkathode auffallen ließ, so mußte er ebenso wie ich diese *Al*-Linien intensiv erhalten. Demgemäß ist auch die von ihm zu λ 3945,3 bestimmte Linie nicht die wohl auf meinen Aufnahmen erscheinende *O*-Funkenlinie λ 3945, sondern die zweite Komponente λ 3944 des *Al*-Dupletts. Herr Wilsar hat infolge einer Ungenauigkeit seiner Dispersionskurve die Wellenlänge von *Al*-λ 3944 zu groß bestimmt; 3945 und 3944 löste sein Spektrograph nicht mehr auf; nur durch diese Verwechslung von *Al*-λ 3944 mit

O-λ 3945 erhielt er irrtümlich und abweichend von mir λ 3945 ebenso intensiv wie *O*-λ 3947.

Nach dieser Berichtigung seien nun in Tabelle II Wilsars und meine Angaben über λ 3947 und die benachbarten Funkenlinien zusammengestellt.

Tabelle II.

Angaben von Stark			Angaben von Wilsar		
Wellenlänge	Intensität	Dopplereffekt	Wellenlänge	Intensität	Dopplereffekt
3983	3	Deutlich vorhanden	3982,5	1	?
3973	4		3973,0	3	D.-E.
3955	2		3954,6	$^1/_2$	?
3947	groß		3947,0	2	?

Aus dem Vergleich der beiderseitigen Angaben über die Funkenlinien geht klar hervor, daß die Intensität meiner Spektrogramme in diesem Teil des Spektrums erheblich größer war als diejenige der Spektrogramme des Herrn Wilsar, und wenn dieser nicht einmal an den Funkenlinien 3983 und 3955 den Doppler-Effekt mit Sicherheit nachweisen konnte, so war ihm dies bei λ 3947 erst recht nicht möglich. Dazu kam noch zu seinen Ungunsten, daß die Dispersion meines Apparates in diesem Teil des Spektrums nahezu doppelt so groß war als diejenige des Herrn Wilsar. Ich habe die Angaben der obigen Tabelle nicht etwa erst jetzt mitgeteilt, sondern sie finden sich bereits in meiner Abhandlung.

Nachdem oben in Fig. 1 die von mir erhaltene Schwärzungsverteilung für die ruhende Bogenlinie 3947 und ihres bewegten Streifens mitgeteilt und etwaige aus der Abhandlung Wilsars erwachsende Zweifel beseitigt sind, seien in den Fig. 2 und 3 die Schwärzungsverteilungen für die Funkenlinien λ 3973 Å und λ 3955 und ihre bewegten Streifen gegeben; die eingetragenen Schwärzungen hat ebenfalls Herr Künzer für mich an demselben meiner früheren Spektrogramme gemessen, an welchem er die Schwärzungskurve in Fig. 1 für λ 3947 erhielt. Beim Vergleich der drei Diagramme hat man zu beachten, daß von λ 3973 nach λ 3955 und von da nach λ 3947 Å die Dispersion des Prismenspektrogramms etwas zunimmt. Bei Berücksichtigung dieses Umstands erkennt man, daß die zwei Funkenlinien λ 3973 und λ 3955 gut übereinstimmen, sowohl was Maximum und Minimum des bewegten Streifens als auch sein Intensitätsverhältnis zur ruhenden Linie betrifft. Beim Vergleich der zwei Funkenlinien (Fig. 2 und 3) mit der Bogenlinie in Fig. 1 fallen folgende Unterschiede ohne weiteres in die Augen. Bei einer Dispersion von 1 : 12 mm : Å ist das Maximum des bewegten Streifens von der ruhenden Linie nicht durch ein Intensitätsminimum getrennt; dagegen ist dies bei den Funkenlinien der Fall. Ferner ist bei den Funkenlinien das Maximum des bewegten Streifens weiter von der ruhenden Linie entfernt als bei der Bogenlinie, und wie endlich aus den Schwär-

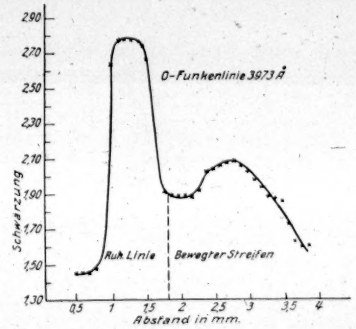

Fig. 2.

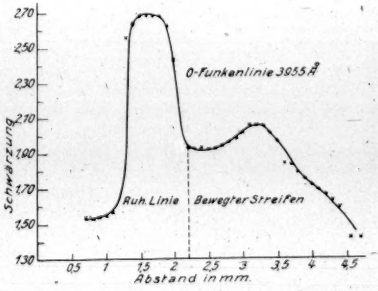

Fig. 3.

zungen angenähert gefolgert werden kann, ist das Verhältnis der gesamten bewegten Intensität zur ruhenden Intensität bei den Funkenlinien sehr viel größer als bei der Bogenlinie. Dieses spektrale Verhalten zeigen die Funken- und Bogenlinien des Sauerstoffs wenigstens dann, wenn Sauerstoffkanalstrahlen in Sauerstoff verlaufen.

Diese Voraussetzung lag sowohl in den Beobachtungen von Paschen wie in denen von mir und von Wilsar vor. Letzterer hat außerdem *O*-Kanalstrahlen in einer Sauerstoffatmosphäre erzeugt und in einer Wasserstoffatmosphäre verlaufen

lassen; er erhielt in diesem Falle bei den *O*-Funkenlinien nur die bewegte, nicht die ruhende Intensität. Gelegentlich von Untersuchungen, welche ich zusammen mit den Herren A. Fischer und H. Kirschbaum über die *He*-Kanalstrahlen anstellte, wurden Kanalstrahlen in einem Gemisch von wenig Sauerstoff, viel Helium, ferner in einem Gemisch von wenig Sauerstoff, viel Helium und ziemlich viel Joddampf erzeugt und zum Verlauf gebracht. In diesen beiden Fällen trat fast für alle Funkenlinien, für welche ich in reinem Sauerstoff erzeugte die ruhende und die bewegte Intensität erhalten hatte, nur die bewegte Intensität auf, die ruhende Intensität war auf den Spektrogrammen nicht sichtbar oder nur sehr schwach angedeutet.

3. Weitere Beispiele für das Verhalten von Funken- und Bogenlinien in den Kanalstrahlen. —

Nachdem beim Sauerstoff der Unterschied zwischen den Bogen- und Funkenlinien in so auffallendem Grade hervorgetreten ist, gewinnen auch ähnliche frühere Beobachtungen bei Stickstoff prinzipielle Bedeutung. Es sind dies die Beobachtungen von W. Hermann. Nach diesen kommen im Stickstoffspektrum zwei Liniengruppen von verschiedenem Verhalten vor. Die erste Gruppe, offenbar diejenige der Funkenlinien (die Gruppe *C* und *E* Hermanns) tritt im kondensierten Funken und in der negativen Glimmschicht in großer Intensität auf, die andere dagegen, diejenige der Bogenlinien (Gruppe *F* Hermanns) relativ nur in geringer Intensität. In den Kanalstrahlen aus 1500 Volt Kathodenfall sind jedoch die Bogenlinien viel stärker als die Funkenlinien und erst in Kanalstrahlen von größerer Geschwindigkeit (4000 Volt) werden neben den Bogenlinien auch die Funkenlinien intensiv. Der bewegte Streifen der Funkenlinien ist nach Hermann deutlich durch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie abgesondert. Dagegen zeigen die Bogenlinien[2]), wenigstens bis zu 6000 Volt, bei der angewandten Dispersion kein Intensitätsminimum zwischen ruhender Linie und bewegtem Streifen, vielmehr nimmt in diesem die Intensität von der ruhenden Linie weg nach Violett zu stetig ab. Wie man sieht, ist dieses Verhalten der Bogen- und Funkenlinien ganz analog demjenigen der zwei Linienarten des Sauerstoffs. Ferner ist analog wie bei Sauerstoff das Verhältnis von bewegter zu ruhender Intensität für die Funkenlinien des Stickstoffs sehr viel größer als für die Bogenlinien; zwar macht Hermann diese Angabe nicht selber ausdrücklich, ich kann sie indes auf Grund eines Stickstoffspektrogramms nachtragen, das mir Herr Hermann überlassen hat. Sie wird außerdem noch durch die positiven und negativen Resultate des Herrn Wilsar bestätigt. Dieser Autor hat nämlich ebenfalls das Kanalstrahlenspektrum des Stickstoffs untersucht. Wenn auch seine Resultate infolge weniger günstiger Bedingungen hinsichtlich Intensität und Dispersion diejenigen von Hermann nicht erreichen, so bestätigen sie diese doch in der Hauptsache. Herr Wilsar findet nämlich bei den intensivsten Funkenlinien den bewegten Streifen ebenfalls in beträchtlicher Stärke und durch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie getrennt; über die Bogenlinien λ 4110 und 4100 gibt er an, daß sie wohl auch einen Dopplereffekt aufweisen, daß dieser indes nicht genau meßbar sei und nicht so groß zu sein scheine wie bei den anderen Linien.

Das Verhalten der Bogen- und der Funkenlinien im Kanalstrahlenspektrum, wie es Sauerstoff und Stickstoff zeigen, erschien mir von so großer Bedeutung, daß ich Herrn Künzer veranlaßte, im Aachener Physikalischen Institute die Kanalstrahlenspektren noch weiterer Elemente unter diesem Gesichtspunkt zu untersuchen; er tat dies am Spektrum des Schwefels, Chlors und Aluminiums. Er wird seine wichtigen Resultate an anderer Stelle veröffentlichen; hier sei nur so viel mitgeteilt, daß er bei allen drei Elementen das verschiedene Verhalten der Bogen- und der Funkenlinien wiederfand, das zuerst bei Sauerstoff festgestellt worden war. Ferner habe ich selbst zusammen mit den Herren A. Fischer und H. Kirschbaum das Spektrum der Heliumkanalstrahlen unter den hier gewonnenen Gesichtspunkten untersucht. Auch bei ihm scheiden sich zwei Gruppen Linien voneinander; der Unterschied zwischen ihnen ist zwar nicht so groß wie bei den metalloidalen Elementen, indes ist er ebenfalls vorhanden. An anderer Stelle wird über diese Untersuchungen eingehend berichtet werden. Dort werden auch die Gründe dargelegt werden, aus welchen die Unterschiede zwischen den zwei Gruppen von Linien in einer reinen elektronegativen Gasatmosphäre größer sind als in einer elektropositiven Gasatmosphäre. Weiter habe ich das Spektrum des Jods in der hier angegebenen Richtung untersucht und, wie ich an anderer Stelle mitteilen werde, auch bei diesem Element zwei verschiedene Gruppen von Linien im Kanalstrahlenspektrum nachweisen können. Endlich wäre hier noch das Quecksilberspektrum zu er-

1) W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906.

2) Herr Wilsar schreibt in seiner Dissertation, daß Hermann an der Liniengruppe *F* keinen Dopplereffekt aufgefunden habe. Dies ist ein Irrtum. Hermann gibt in einer Tabelle sein positives Resultat an und bespricht dies noch ausführlich in einem besonderen Abschnitt.

wähnen, über das ich bereits vor mehreren Jahren zusammen mit W. Hermann und S. Kinoshita Mitteilungen machte; indes sei hier davon zunächst abgesehen, da ich es zuvor erst zum Gegenstand neuer Untersuchungen unter den hier besprochenen Gesichtspunkten machen möchte.

Nachdem so der charakterisierte Unterschied im Verhalten zweier Linienarten für sieben chemisch so verschiedene Elemente (*Al, N, O, S, Cl, J, He*) nachgewiesen worden ist, dürfen wir es wohl für eine allgemeine Erscheinung ansehen, welche, wenn nicht bei allen, so doch bei den meisten chemischen Elementen wiederkehrt.

4. Deutung des verschiedenen Verhaltens der Bogen- und der Funkenlinien. — Es seien zunächst die Eigenschaften der Bogen- und der Funkenlinien kurz zusammengestellt. Das Verhältnis der Intensität der Funkenlinien zu derjenigen der Bogenlinien ist bei Anregung durch schnelle Kathodenstrahlen (negative Glimmschicht) größer als bei Anregung durch langsame Kathodenstrahlen (positive Lichtsäule bei niedrigem Druck), es ist auch im kondensierten Funken größer als im Lichtbogen.

Im Kanalstrahlenspektrum ist bei den Funkenlinien die maximale Geschwindigkeit im bewegten Streifen größer als bei den Bogenlinien, ebenso ist der Abstand des Maximums der bewegten Intensität von der ruhenden Linie bei den Funken- größer als bei den Bogenlinien.

Verlaufen die Kanalstrahlen eines Elements in einem, dessen Atome enthaltenden Gasraum, so erscheint wenigstens bis zu einer Dispersion von 1 : 15 mm : Å. bei den Funkenlinien das Maximum des bewegten Streifens durch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie getrennt, dagegen nimmt bei den Bogenlinien die bewegte Intensität von der ruhenden Linie weg stetig ab. Unter derselben Voraussetzung ist für die Funkenlinien das Verhältnis von bewegter zu ruhender Intensität sehr viel größer als für die Bogenlinien.

Wie ich an anderer Stelle[1]) dargelegt habe, kann die von mir eingeführte Annahme als experimentell so gut wie bewiesen betrachtet werden, daß die Träger der Serienlinien positive Atomionen sind, also Atome, welche ein negatives Elektron oder mehrere verloren haben. Von diesem Gesichtspunkt aus bietet sich sofort ungezwungen eine Erklärung für die obigen Unterschiede in den Eigenschaften der Bogen- und der Funkenlinien dar. Es liegt nämlich die Annahme nahe, daß die Träger der Funkenlinien Atomionen von höherer Wertigkeit (größerer Zahl positiver Ladungsquanten) sind als die Träger der Bogenlinien. Es ist z. B. möglich, daß die Bogenlinien einwertige Atomionen, die Funkenlinien zwei-, drei- oder vierwertige Atomionen als Träger haben. Ist dies der Fall, so kann, wie man sofort sieht, ein Element mehrere Gruppen von Funkenlinien besitzen, nämlich außer zweiwertigen Linien unter Umständen noch drei- oder vierwertige Linien. Mit zunehmender Wertigkeit wird dann der Unterschied der Funkenlinien von den Bogenlinien zunehmen. Doch sei zunächst von diesen möglichen Einzelfällen und Feinheiten abgesehen und bei dem heutigen Stand der Forschung lediglich von einer Gruppe von Bogen- und einer Gruppe von Funkenlinien die Rede.

Der Unterschied in den maximalen Geschwindigkeiten der zwei Linienarten im Kanalstrahlenspektrum ist leicht gedeutet. Durchlaufen die Träger der Bogen- und diejenigen der Funkenlinien denselben Kathodenfall V und ist die elektrische Ladung von jenen e, von diesen ne, wo n eine ganze Zahl größer als 1 ist, so verhalten sich die maximalen Geschwindigkeiten der beiden Trägerarten wie $1 : \sqrt{n}$. Was den Fall des Sauerstoffs[1]) betrifft, so ist bereits von mir dargelegt worden, daß die Ladung der Träger der Funkenlinien größer als $1 \cdot e$ sein muß. Zu dem gleichen Resultat kommt Wilsar[2]) für die Funkenlinien des Sauerstoffs und des Stickstoffs. Dieses spektralanalytische Resultat wird gestützt durch das Resultat der elektromagnetischen Analyse der Kanalstrahlen. J. J. Thomson[3]) hat nämlich nachgewiesen, daß in den Sauerstoff- und Stickstoffkanalstrahlen sowohl einwertige wie zweiwertige Sauerstoff- und Stickstoffionen vorkommen. Für die *He*-Kanalstrahlen läßt sich insonderheit zeigen, daß die eine Gruppe von Serienlinien (Bogenlinien) einwertige, die andere Gruppe (Funkenlinien) zweiwertige Heliumatomionen als Träger hat.

Ebenso ungezwungen erklärt sich, warum die Funkenlinien von schnellen Kathodenstrahlen im Verhältnis zu den Bogenlinien intensiver zur Emission gebracht werden als von langsamen Kathodenstrahlen, und ebenso bei höherer Temperatur relativ intensiver sind als bei niedrigerer Temperatur. Bei großer Geschwindigkeit der stoßenden Gasteilchen ist nämlich einmal die Chance für die Schaffung von höherwertigen Ionen größer, sodann die Chance für die Rückbildung von höherwertigen Ionen infolge von Wiederanlagerung negativer Elektronen kleiner als bei kleinerer Geschwindigkeit der stoßenden Gas-

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. **8**, 231, 1911; Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 405, 1911.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 815, 1908.
2) H. Wilsar, a. a. O., S. 41.
3) J. J. Thomson, Jahrb. d. Rad. u. El.

teilchen. In der negativen Glimmschicht und im kondensierten Funken ist darum die Zahl der höherwertigen Atomionen (Funkenlinienträger) im Vergleich zu derjenigen der einwertigen Ionen (Bogenlinienträger) größer als in der positiven Säule niedriger Temperatur.

Es bleibt weiter zu erklären, warum bei einem reinen Gas das Verhältnis von ruhender zu bewegter Intensität im Kanalstrahlenspektrum für die Bogenlinien größer ist als für die Funkenlinien. Hierbei ist sowohl die ruhende wie die bewegte Intensität einzeln in Betracht zu ziehen. Was die Erregung der ruhenden Intensität im Kanalstrahlenspektrum betrifft, so kann diese, wie ich an früheren Stellen[1]) dargelegt, einmal dadurch zur Emission gebracht werden, daß neutrale Atome infolge des Stoßes von Kanalstrahlen ionisiert und gleichzeitig zur Lichtemission angeregt werden, oder sie kann durch den Stoß der langsamen sekundären Kathodenstrahlen aus den Kanalstrahlen bewirkt werden. Ich vermute, daß die erste Art der Erregung die andere weitaus überwiegt. Nun ist, wenigstens bei mäßiger Geschwindigkeit, die Chance dafür größer, daß ein Atom durch den Stoß eines Kanalstrahlenteilchens positiv einwertig gemacht und gleichzeitig zur Lichtemission angeregt wird, als die Chance dafür, daß es hierbei zwei- oder dreiwertig gemacht wird. Aus diesem Grunde ist in den Kanalstrahlen die Intensität der ruhenden Bogenlinien im allgemeinen größer als diejenige der Funkenlinien im Vergleich zu dem Spektrum der negativen Glimmschicht. Auf der anderen Seite ist die bewegte Intensität der Bogenlinien in den Kanalstrahlen im allgemeinen kleiner als diejenige der Funkenlinien. Wie ich nämlich bereits an früherer Stelle[2]) vermutete, kann die Zahl der niederwertigen Atomionen in den Kanalstrahlen dadurch im Verhältnis zu den höherwertigen Ionen mit wachsender Geschwindigkeit verringert werden, daß die niederwertigen Ionen auf ihrem Wege infolge von Zusammenstößen mit ruhenden Teilchen durch Verlust weiterer negativer Elektronen in höherwertige Ionen sich verwandeln.

Endlich ist noch zu erklären, warum wohl der bewegte Streifen der Funkenlinien, nicht aber derjenige der Bogenliniendurch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie getrennt erscheint, wenn die Kanalstrahlen eines Elements in einem, dessen Atome enthaltenden Gasraum verlaufen. Für reinen Wasserstoff ist nämlich mit aller Schärfe festgestellt worden, daß die einwertigen positiven Wasserstoffionen erst oberhalb eines Minimums[1]) von Geschwindigkeit bewegte Intensität in den Kanalstrahlen zeigen. Und da nach den Beobachtungen von H. Wilsar[2]) und G. Fulcher[3]) kein Zweifel an der Richtigkeit der von mir gemachten Annahme[4]) sein kann, daß die Kanalstrahlionen infolge des Zusammenstoßes mit ruhenden Teilchen sich selbst zur Lichtemission erregen und somit einen Teil ihrer kinetischen Energie in optische Energie verwandeln, so muß die Beobachtung besonders auffallen, daß bei den Bogenlinien kein Intensitätsminimum zwischen bewegtem Streifen und ruhender Linie auftreten soll. Nun ist ja wohl möglich, daß bei einer noch größeren Dispersion als 1 : 10 mm : Å. auch in diesem Fall ein Intensitätsminimum sich zeigt; indes ist auch ernsthaft mit einer neuen Art der Emission von bewegter Intensität zu rechnen.

In den bis jetzt überwiegend untersuchten Fällen kommt die Emission bewegter Intensität, wie bereits gesagt wurde, dadurch zustande, daß das bewegte Kanalstrahlenion im Stoße auf ein ruhendes Teilchen sich selbst zu Lichtschwingungen erregt. Es ist nun auch möglich, daß ein neutrales Atom, wenn es von einem Kanalstrahlenteilchen gestoßen wird, nicht bloß zur Lichtemission angeregt wird, sondern von diesem gleichzeitig eine mehr oder minder große Bewegungsgröße übernimmt. In diesem Falle wird das durch den Stoß geschaffene und zur Lichtemission angeregte Ion eine bewegte Intensität von kleiner Geschwindigkeit zeigen. Die emittierte optische Energie stammt nicht aus der eigenen kinetischen Energie, sondern aus derjenigen des stoßenden Kanalstrahlenteilchens. Man hätte demnach zwischen zwei Arten von bewegter Intensität (Dopplereffekt) zu unterscheiden, nämlich der gewöhnlichen bewegten Intensität, welche nur oberhalb eines Schwellenwertes der Kanalstrahlengeschwindigkeit möglich ist (Intensitätsminimum), und derjenigen bewegten Intensität, welche auch für kleinere Geschwindigkeiten und darum ohne Intensitätsminimum auftritt. Die Emission der zweiten Art von bewegter Intensität mag ebenso wie diejenige der ersten Art erst oberhalb eines Minimums von kinetischer Energie möglich sein, indes nicht der kinetischen Energie des emittierenden Ions selbst, sondern derjenigen des stoßenden Kanalstrahlenteilchens entstammen.

Was nun diese letzte Vermutung betrifft, so sei darauf hingewiesen, daß die Emission ruhender Serienlinien, welche durch den Stoß von

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 430, 1906; diese Zeitschr. **8**, 398, 1907.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 826, 1908.

1) Vgl. J. Stark, diese Zeitschr. **13**, 532, 1912.
2) H. Wilsar, diese Zeitschr. **12**, 1091, 1911.
3) G. S. Fulcher, diese Zeitschr. **13**, 224, 1912.
4) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 80, 913, 1907.

Wasserstoffkanalstrahlen auf Metallsalze hervorgerufen wird, nach den Beobachtungen[1]) von G. Wendt und mir in der Tat erst oberhalb eines Minimums von kinetischer Energie der Kanalstrahlen merkbar wird. Freilich ist es uns hierbei nicht gelungen, an den Metallionen, welche unter dem Stoß der Kanalstrahlen von Salzen emittiert werden, eine merkbare bewegte Intensität nachzuweisen. Indes waren hierfür die Bedingungen besonders ungünstig; die Bewegung der emittierten Metallionen erfolgte nämlich entgegengesetzt der Richtung der stoßenden Kanalstrahlen, und die Masse des gestoßenen Teilchens war sehr viel größer als diejenige des stoßenden Wasserstoffteilchens. Aber es mag wohl gelingen, an den im Gasraum von den Kanalstrahlen fortgestoßenen Atomen eine bewegte Intensität von kleiner Geschwindigkeit für den Fall nachzuweisen, daß die Masse des stoßenden Kanalstrahlenteilchens gleich der Masse des gestoßenen Atoms oder größer ist.

Sind die vorstehenden Überlegungen richtig, dann sind folgende Erscheinungen zu erwarten. Verlaufen Kanalstrahlen eines Elements, welchem Bogen- und Funkenlinien eigentümlich sind, in einem die Atome des Elements enthaltenden Gasraum, so treten die zwei Arten bewegter Intensität gleichzeitig auf, und zwar fällt die bewegte Intensität (zweite Art) der gestoßenen Atomionen in das Minimum der bewegten Intensität (erster Art) stoßender einwertiger Atomionen. Wenn dagegen die stoßenden einwertigen Atomionen eines Elements in einem Gasraum verlaufen, in welchem sie nur auf wenige neutrale Atome desselben Elements stoßen können, dann erscheint auch der bewegte Streifen der Bogenlinien durch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie getrennt, wenigstens bei großer Dispersion und großer spektrographischer Intensität.

Resultat.

Im Spektrum einer Reihe von Elementen kommen zwei Hauptgruppen von Linien, bisher als Bogen- und Funkenlinien unterschieden, vor, die in der Emission durch Kanalstrahlen ein verschiedenes Verhalten zeigen, was die Geschwindigkeitsverteilung der bewegten Intensität und das Verhältnis von ruhender zu bewegter Intensität betrifft. Aus diesem Verhalten läßt sich folgern, daß die zwei Gruppen von Linien positive Atomionen von verschiedener Wertigkeit (Zahl positiver Ladungsquanten) als Träger haben.

1) J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. **38**, 677, 1912.

Aachen, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 15. Dezember 1912.

(Eingegangen 25. Dezember 1912.)

Zur Theorie der Molekularstöße.

Von H. Pettersson.

Die Abhängigkeit der Lichtemission und Absorption eines Körpers von seinem physikalischen Zustand wird gewöhnlich auf den Einfluß von einem oder mehreren der folgenden Faktoren zurückgeführt.

A. Durch gegenseitige Beeinflussung zwischen den Schwingungszentren oder Resonatoren wird eine modifizierende Wirkung auf ihre Eigenschwingungen ausgeübt, der mit abnehmendem Abstand zwischen den Resonatoren wächst (Dichte-Effekt).

B. Bei Veränderung von Druck und Temperatur kann durch Assoziation oder Dissoziation ein bestehender Gleichgewichtszustand zwischen verschiedenen Arten von Resonatoren (von verschiedenen Eigenfrequenzen) verschoben werden.

C. Da die Schwingungen, welche Emission und Absorption hervorbringen, durch Zusammenstöße der Resonatoren angeregt bzw. ausgelöscht werden, so muß sowohl die Qualität als die Quantität der Emission und der Absorption von der Intensität des Stoßes, d. h. von der Temperatur abhängen.

D. Auch die Häufigkeit der Stöße muß auf die Emission und Absorption Einfluß haben.

Dieser letzte Faktor ist mehrmals erwähnt worden. Namentlich spielt ja in der Theorie von Lorentz die mittlere Zeit, τ, zwischen zwei aufeinander folgenden Zusammenstößen eine wichtige Rolle.

Die im folgenden mitgeteilten Betrachtungen über den möglichen Einfluß dieses letzten Faktors besonders auf die Emission und Absorption von Gasen stimmen zwar nicht mit der Lorentzschen Auffassung überein, geben aber eine einfache Erklärung für gewisse neuentdeckte Tatsachen.

Unsere Beobachtungsmethoden geben uns freilich nur Kenntnis von der gesamten Emission und Absorption, die von einer großen Zahl der Resonatoren hervorgebracht wird während einer Zeit, die überaus groß ist im Verhältnis zu τ.

Nimmt man aber an, daß die Emission und Absorption des einzelnen Resonators mit der Zeit nach einem Zusammenstoß veränderlich ist, und macht man einige einfachen Annahmen über den Verlauf dieser Variation, so läßt sich zeigen, wie die beobachtbare Emission und Absorption von τ abhängen müssen.

Absorption.

Nehmen wir an, es fällt plötzlich auf einen Resonator ein Strom strahlender Energie von seiner Eigenfrequenz und von konstanter Inten-

sität. Die Eigenschwingungen des Resonators, die zuvor von kleiner Amplitude waren, werden durch Resonanz verstärkt. Dabei wird Energie dem Strahlenbündel entzogen und als kinetische Energie der Schwingung im Resonator aufgespeichert. Es ist aber unmöglich, daß die Amplitude von diesen induzierten Schwingungen über alle Grenzen wächst, sondern sie muß zuletzt einen zeitlich konstanten Maximalwert annehmen, der Intensität der einfallenden Strahlung entsprechend. Der Resonator ist dann sozusagen mit Energie gesättigt und kann weiter nichts dem Strahlenbündel entziehen. Wenn man diese absorbierte Energie als Funktion der Zeit zeichnen könnte, würde dann wahrscheinlich eine Kurve von dem in Fig. 1 skizzierten

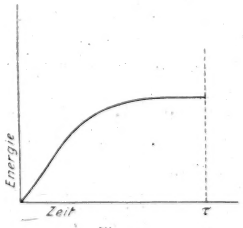

Fig. 1.

Typus erhalten werden, zuerst ziemlich rasch aufsteigend und nahezu linear, dann umgebogen und zuletzt achsenparallel verlaufend (gesättigter Zustand).

Wenn nun der Resonator mit einem anderen diskreten Partikel im Gase zusammenstößt, werden die geordneten Schwingungen wenigstens teilweise zerstört.

Der Intensität des Stoßes entsprechend wird ein mehr oder weniger ungeordneter Schwingungszustand eintreten, in dem die Eigenschwingungen mit bedeutend abgeschwächter Amplitude vorkommen. Die vom Resonator absorbierte Energie geht also wenigstens zum Teil bei dem Zusammenstoß verloren und in gewöhnliche Wärmeenergie über. Der Resonator ist dann wieder fähig, dem Strahlenbündel Energie zu entziehen, und sein Inhalt daran wird wieder eine Kurve vom Typus 1 durchlaufen bis zu ihrer Unterbrechung durch einen neuen Zusammenstoß usw.

Bei tiefem Druck kann das Kollisionsintervall τ in einem Gase so lang sein, daß in jedem Augenblick eine Mehrzahl von den Resonatoren sich im gesättigten Zustande befinden. Sie absorbieren dann gar nicht, und es wird also sozusagen Zeit verschwendet. Wird durch Drucksteigerung τ verkürzt, so nimmt die Zahl der gesättigten Resonatoren ab, die Absorptionskurven werden in einem früheren Punkt von dem neuen Zusammenstoß geschnitten und die beobachtbare Absorption muß zunehmen.

Wird aber zuletzt τ so kurz gemacht, daß sämtliche Kurven schon im ersten linearen Teil unterbrochen werden, dann absorbieren alle Resonatoren mit voller Kraft, es findet keine Zeitverschwendung statt und die beobachtbare Absorption muß einen konstanten Maximalwert annehmen, der sich nicht von weiterer Druckerhöhung beeinflussen läßt.

Man kann also erwarten:

I. Bei Steigerung des Totaldrucks in einem selektiv absorbierenden Gase, z. B. bei Zusatz eines anderen nicht absorbierenden Gases, soll die Absorption zunehmen.

II. Bei höheren Drucken soll diese Absorptionserhöhung abnehmen und unmeßbar klein werden von einem bestimmten Druck an (der ja nicht denselben Wert bei verschiedenen Gasen zu haben braucht).

III. Im Anfang, bei sehr tiefen Drucken, soll die Absorption proportional dem Totaldrucke sein oder, auf Volumeinheit bezogen, proportional dem Quadrate des Partialdrucks.

IV. Der Druckeffekt muß von der mittleren Intensität der Zusammenstöße im Gase oder Gasgemische abhängen.

Eine der letzten Entdeckungen von Knut Ångström in Upsala war, daß die ultrarote Absorption in gasförmiger CO_2 tatsächlich vom Totaldruck abhängt. Diese Frage hat Frl. Eva v. Bahr[1]) in sorgfältigster Weise studiert und es hat sich dabei ergeben, daß schon binnen den angewandten ziemlich engen Druckgrenzen eine Mehrzahl von den untersuchten Gasen und Dämpfen sich nach I und II verhielten.

Bei einem Gase, Kohlenoxyd, der den stärksten Druckeffekt zeigte, folgte dieser annähernd dem quadratischen Gesetze, das ja schon im Jahre 1888 von Janssen[2]) für die Sauerstoffbanden entdeckt wurde.

Außerdem ergab sich in Übereinstimmung mit IV, daß die Intensität der Zusammenstöße von großer Bedeutung sein muß. Um eine gegebene Absorptionssteigerung hervorzubringen, war nämlich bei Wasserstoffzusatz beinahe dieselbe Druckerhöhung erforderlich als bei Luftzusatz. Die Zusammenstöße sind ja im ersten Falle viel häufiger, aber auch weniger intensiv als im zweiten Fall.

Qualitative Änderungen der Absorption

1) Ann. d. Phys. **29**, 780, 1909 u. **33**, 585, 1910.
2) C. R. 1888, S. 1118.

mit dem Totaldruck, die Frl. v. Bahr unzweifelhaft gefunden hat, lassen sich auch leicht in dieser Weise erklären. Wenn man nämlich Absorptionskurven gleich Fig. 1 für die verschiedenen Frequenzen eines Absorptionsbandes zeichnen könnte, so würden sie höchstwahrscheinlich nicht alle von genau derselben Gestalt sein. Eine gegebene Verkürzung der Zeit τ muß sie dann in ungleichem Maße beeinflussen. In dieser Weise können Verbreitungen des Bandes und das Auftreten von „neuen" beobachtbaren Absorptionsstreifen erklärt werden.

Sekundärstrahlung.

Von den induzierten Schwingungen eines absorbierenden Resonators wird Energie nach allen Richtungen ausgestrahlt.

Planck hat bewiesen, daß die Intensität von dieser sekundären Strahlung dem momentanen Energieinhalt des Resonators proportional ist. Von der Kurve in Fig. 1 ausgehend kann man dann graphisch darstellen, wie die Quantität derweise ausgestrahlter Energie wächst mit der Zeit nach einem Zusammenstoß. Fig. 2

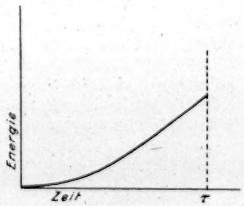

Fig. 2.

zeigt den Verlauf einer derartigen Kurve, erst langsam, dann rascher und zuletzt linear aufsteigend. Der letzte Teil entspricht dem gesättigten Zustand, wo die Sekundärstrahlung einen konstanten Maximalwert annimmt. Nur bei genügend hohen Werten von τ ist darum eine merkbare Sekundärstrahlung möglich und es läßt sich also erwarten:

I. Bei sehr tiefen Drucken soll das selektiv absorbierende Gas eine Sekundärstrahlung von der Frequenz seiner Eigenschwingungen aussenden.

II. Mit steigendem Totaldruck soll die Intensität dieser Strahlung abnehmen und zuletzt unbeobachtbar klein werden.

III. In demselben Maße soll die wirkliche Absorption zunehmen, wie es im vorigen beschrieben ist, so daß die beiden Phänomene gewissermaßen komplementär verlaufen.

In einer genialen Untersuchung über die Resonanzstrahlung von Quecksilberdampf hat neuerdings Wood[1]) gefunden, daß diese Sekundärstrahlung sich tatsächlich in der erwarteten Weise verhält. Bei sehr kleiner Dichte sendet der Dampf eine intensive Strahlung von $\lambda = 2536$ Å.-E. aus, wenn er mit dem Lichte einer Quarzlampe exitiert wird. Wird der Totaldruck durch Luftzusatz auf nur einige Millimeter erhöht, so wird diese Strahlung vollständig vernichtet. Der Übergang von Sekundärstrahlung zur wahren Absorption mit zunehmender Dichte wie nach III ist auch von Wood konstatiert worden.

Die dem Strahlenbündel entzogene Energie muß die Summe von absorbierter und zerstreuter Energie sein, und nur diese Quantität wird bei gewöhnlichen Absorptionsmessungen bestimmt. Bei der Diskussion der von Frl. v. Bahr erhaltenen Versuchsergebnisse habe ich den Einfluß der Sekundärstrahlung außer acht gelassen, weil sie bei den fraglichen Drucken wahrscheinlich nicht gegen die wahre Absorption in Betracht kommt. Die Tatsache, daß für einige der untersuchten Gase die Absorption nicht mit abnehmendem Druck gegen Null konvergierte, wurde dennoch vielleicht von anfangender Sekundärstrahlung verursacht.

Die Fluoreszenz von festen Körpern und Flüssigkeiten, wo die Größe τ viel kleiner als für die Gase ist, läßt sich nicht ohne weiteres mit dem Obigen in Einklang bringen. Entweder muß man behaupten, daß die Resonatoren hier schon unmittelbar nach einem Zusammenstoß Sekundärstrahlung von beobachtbarer Intensität aussenden. Oder auch, daß ihre induzierten Schwingungen eine gewisse Widerstandsfähigkeit haben gegen Kollisionen von gewöhnlicher Intensität, so daß sie nach mehreren Zusammenstößen mit beträchtlicher Amplitude fortgesetzt werden. Für diese letzte Annahme spricht, daß die Fluoreszenz gewöhnlich abgeschwächt wird, wenn man die Temperatur des Körpers steigert, wobei diese, die Sekundärstrahlung zerstörenden, Kollisionen an Häufigkeit und Intensität zunehmen. Auch können bei der Temperatur der flüssigen Luft eine große Zahl von sonst inaktiven Körpern zur lebhaften Fluoreszenz angeregt werden.

Emission.

Es scheint berechtigt, anzunehmen, daß die Schwingungen eines Resonators im Augenblick einer Kollision und unmittelbar nachher von viel unregelmäßigerem Charakter sind als sonst. Denn es liegt schon im Begriff des Stoßes eine abrupte, mit Phasenverschiebung verbundene

1) Phil. Mag. **23**, 689, 1912; diese Zeitschr. **13**, 353, 1912.

Störung des Schwingungszustandes. Außerdem erreicht dabei der unter A erwähnte modifizierende Einfluß durch Induktion seinen Maximalwert.

Wenn eine große Zahl von sonst regelmäßig schwingenden Resonatoren in einem gegebenen Augenblick kollidieren, kann man darum annehmen, daß die im ersten Moment ausgesandte Strahlung von dem unregelmäßigen Charakter des weißen Lichtes sei. Von allen den darin als Komponenten erhaltenen einfachen Schwingungen sind die allermeisten stark gedämpft. Nur eine kleine Zahl von wenig gedämpften Komponenten, welche den Eigenschwingungen der Resonatoren entsprechen, werden mit wachsender Zeit immer reiner hervortreten. Diese überleben also die anderen, wie das Geräusch von einem zum Boden gefallenen Saiteninstrument von den Tönen der gespannten Saiten überlebt wird.

Ist nun die Zeit τ, während der die Schwingungen ungestört fortgesetzt werden, genügend lang wie bei kleinem Drucke, so wird die beobachtbare Emission von diesem letztgenannten Schwingungszustand bestimmt und muß ein Linienspektrum geben. Wird τ durch Drucksteigerung verkürzt, so nehmen die gedämpften Komponenten an relativer Intensität zu, die Spektrallinien werden verbreitet und „neue" Linien können beobachtbar werden. Bei sehr kurzen Werten von τ wird die Emission von den initialen unregelmäßigen Schwingungen verursacht und gibt ein kontinuierliches Spektrum.

Die Strahlung, die von einer großen Zahl in demselben Augenblick kollidierender Resonatoren herrührt, würde also von Komponenten bestehen vom Typus $a_\lambda = a_{0\lambda} e^{-f(\lambda)t} \cos pt$ und die ausgestrahlte Energie soll durch eine Summation von Quantitäten darstellbar sein von der Form $E_\lambda = F(\lambda) e^{-2f(\lambda)t}$.

$F(\lambda)$ repräsentiert die Emission bei unendlich großer Kollisionshäufigkeit. Wahrscheinlich ist sie nicht von den Eigenschaften der Resonatoren, sondern nur von der Temperatur abhängig und mit dem Gesetze der schwarzen Strahlung identisch.

$f(\lambda)$ soll dagegen ausgeprägte Minima haben für gewisse Werte von λ, die mit den Wellenlängen der Eigenschwingungen identisch sind[1]).

Zusammenfassung.

Es wird angenommen, daß der Schwingungszustand eines Resonators mit der Zeit nach einem Zusammenstoß veränderlich ist, und es werden einige einfache Annahmen gemacht über den Charakter dieser Veränderung.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich zeigen, wie die beobachtbare Emission und Absorption des Körpers von der Kollisionshäufigkeit in demselben abhängen muß. Einige neulich von Ångström, v. Bahr und Wood entdeckte Phänomene auf dem Gebiete der Absorption und Sekundärstrahlung von Gasen erhalten so eine einfache Erklärung.

Stockholm, 30. November 1912.

(Eingegangen 20. Dezember 1912.)

1) Nachdem dieses geschrieben wurde, habe ich gefunden, daß Dr. J. G. Stoney eine etwas ähnliche Erklärung zu den Veränderungen der Emissionsspektra angedeutet hat. Rep. Brit. Ass. 1871, Not. u. Abstr., S. 41—42.

Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Richard Ambronn.

Durch frühere Untersuchungen, die hauptsächlich von E. Warburg und F. Tegetmeier[1]) angestellt sind, ist die elektrolytische Natur der Leitfähigkeit der gewöhnlichen Silikatgläser und des Bergkristalls sichergestellt. Bei Bergkristall hatte sich zugleich eine sehr ausgesprochene Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Orientierung der Präparate gegen die kristallographische Hauptachse ergeben, indem parallel zu ihr die elektrische Leitfähigkeit sehr groß ist, während sie senkrecht dazu nahe verschwindet.

Auf Veranlassung von Herrn Geh. Rat Voigt habe ich es im Physikalischen Institute zu Göttingen unternommen, durch möglichst genaue Widerstandsmessungen innerhalb eines größeren Temperaturintervalles die Abhängigkeit des Widerstandes von Gläsern möglichst einfacher chemischer Zusammensetzung von dieser und von der Temperatur und diejenige von Bergkristall auch in Richtungen, die mit der Hauptachse Winkel zwischen 0° und 90° einschließen, zu untersuchen. Ein eingehender Bericht über diese Arbeiten wird demnächst als Göttinger Dissertation erscheinen; es sei mir gestattet, einige der erlangten Resultate hier kurz zu kennzeichnen.

Da es sich hier um elektrolytische Leitung handelt, so wäre die Anwendung unpolarisierbarer Elektroden am zweckentsprechendsten gewesen. Solche sind von Warburg (Natriumamalgam) und von Heydweiller-Kopfer-

1) E. Warburg, Wied. Ann. **21**, 622—646, 1884; E. Warburg u. F. Tegetmeier, Wied. Ann. **32**, 442—451, 1887; **35**, 455—467, 1888; F. Tegetmeier, Wied. Ann. **41**, 18—41, 1890.

mann[1]) (geschmolzene Alkalinitrate) angegeben. Erstere sind für Temperaturen über 350° nicht mehr brauchbar und die Anwendung der letzteren scheiterte an der Unmöglichkeit, sie an die zu untersuchenden Platten in Schalen heranzubringen (denn für quantitative Bestimmungen ist die Verwendung des Materials in Gestalt planparalleler Platten unbedingt notwendig); die flüssige Schmelze drängte die aufgeschliffenen und mit starkem Drucke aufgepreßten Schalen auseinander und veränderte dadurch fortwährend die benetzte Oberfläche in völlig unkontrollierbarer Weise.

Es mußten daher schließlich polarisierbare Elektroden verwendet werden, als welche sich eingebranntes Platin am zweckmäßigsten erwies. Dadurch wurde es aber notwendig, Ströme wechselnder Richtung durch die Platten zu senden, deren Messung als Wechselstrom bei hohen Widerständen unmöglich ist, da nur sehr kleine elektromotorische Kräfte angewendet werden durften, um das Material nicht zu verändern. Es wurde daher der Ausweg getroffen, daß der Strom als Gleichstrom durch Strom- und Spannungsmesser ging und erst unmittelbar vor der Platte selbst durch einen rotierenden Umschalter in alternierenden Gleichstrom verwandelt wurde, dessen Frequenz auf diese Weise leicht und meßbar verändert werden konnte. Fig. 1

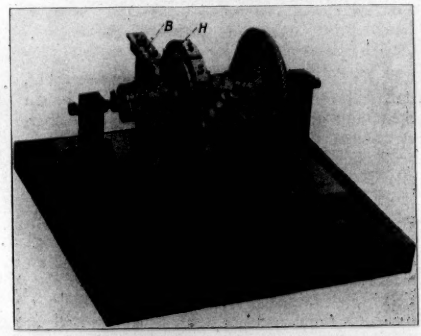

Fig. 1.

zeigt den benutzten Apparat. Zu beiden Seiten der großen 1½ cm dicken Hartgummischeibe H, die mit zwölf isolierten Sektoren s belegt ist, sind zwei gut isolierte Schleifringe A angebracht. Durch geeignete Verbindung der zwölf Sektoren mit diesen Schleifringen lassen sich mit Hilfe der sechs Schleiffedern eine sehr große Anzahl von Schaltungsfolgen periodisch herstellen. Die eine der beiden Federn B konnte durch ein Zwischenstück noch um ein Zwölftel des Umfanges verschoben werden. Der Hauptwert mußte auf einen guten gleichmäßigen Kontakt der Schleiffedern gelegt werden und es ließ sich bei Messung eines induktions- und kapazitätsfreien Widerstandes nachweisen, daß die Stromstärke bis auf ca. 2‰ von der Frequenz unabhängig war, mit der der Alternator die Stromrichtung wechselte.

Die planparallelen Platten aus dem zu untersuchenden Materiale, die im allgemeinen einen Durchmesser von ca. 20 mm und eine Dicke von 2—3 mm besaßen, wurden auf den beiden kreisförmigen Endflächen platiniert und mit zwischengelegten Platinscheiben zwischen dicke Kupferklötze gespannt, die an den Enden langer Stahlrohre befestigt waren. Diese ragten beiderseits durch einen schmalen Luftspalt isoliert aus dem 30 cm langen elektrischen Ofen hervor und waren in gut isolierten Messingklötzen sicher und parallel verschiebbar gelagert, wodurch die Isolation aus dem heißen Innenraume des Ofens herausverlegt wird[1]). Die Temperatur wurde durch zwei Thermoelemente bestimmt, die von den Seiten aus durch die Stahlrohre und durch zentrale Bohrungen in den Kupferklötzen bis unmittelbar an die Glasplatten herangeschoben werden konnten. Durch fortgesetzte Eichungen dieser Thermoelemente mit siedendem Naphthalin, Benzophenon, Quecksilber und Schwefel ist die Temperaturskala an das Wasserstoffthermometer angeschlossen.

Große Schwierigkeiten bereitete wegen der großen Spannungsschwankungen der zur Verfügung stehenden Stromquelle die Konstanthaltung der Temperatur im Ofen, die aber schließlich durch Einbau eines automatischen Reglers für die dem Ofen zugeführte Energie gelöst wurden.

Messungen an Gläsern.

Untersucht wurden nun nach diesem Verfahren drei Glassorten, die mir in besonders einfacher chemischer Zusammensetzung von der Firma Schott & Gen. in Jena dankenswerterweise zur Verfügung gestellt wurden. Ihre Zusammensetzung war die folgende (siehe Tab. I).

Auf Grund einer großen Zahl von Widerstandsbestimmungen an diesen Gläsern zwischen 100° und 460° ergab sich nun, daß sich der spezifische Widerstand in seiner Abhängigkeit

1) Kopfermann, Diss. Münster 1909.

1) Ähnliche Einrichtung bei Warburg u. Tegetmeier, Wied. Ann. **32**, 442, 1888.

Tabelle I.

Glassorte	Zusammensetzung nach Anzahl d. Moleküle			Zusammensetzung in Gewichtsprozenten		
	Na_2O	CaO	SiO_2	Na_2O	CaO	SiO_2
1	0,50	0,25	2,00	18,73	8,45	72,82
2	0,75	0,25	2,00	25,67	7,73	66,60
3	1,00	0,25	2,00	31,55	7,12	61,33

von der Temperatur darstellen läßt durch einen Ausdruck

$$W = \alpha\, e^{B/\vartheta},$$

wo α und B zu bestimmende, der Glassorte charakteristische Konstanten, ϑ die absolute Temperatur andeuten. Die beobachteten Werte ergaben daher in einem ($\log W$; $1/\vartheta$)-Koordinatensystem aufgetragen gerade Linien.

Von jeder Glassorte sind mehrere Proben untersucht worden, für die je einzeln aus allen Beobachtungen die wahrscheinlichsten Werte der α und B berechnet wurden[1]). Nachstehende Tabelle gibt die Mittel dieser Größen, wie sie aus den Beobachtungen bei steigender Temperatur erhalten wurden.

Tabelle II.

Glassorte	$\alpha \cdot 10^5$	B
1	1035,6	9482
2	642,5	8779
3	498,3	8155

Fig. 2 zeigt, daß sich die B als lineare Funktion der Natriumkonzentration in der Form

$$B = B_0' - \lambda c$$

mit großer Annäherung darstellen lassen. Als wahrscheinlichste Werte ergeben sich für die Konstanten die Werte

$$B_0' = 11430, \quad \lambda = 103{,}6.$$

Für α erhält man eine erst schnell, dann langsamer mit wachsender Konzentration fallende Kurve, die es nahe legt, das Produkt $\alpha \cdot c$ näher zu betrachten. Tabelle III zeigt aber, daß

Tabelle III.

Glassorte	$\alpha \cdot c$	$\alpha (c - \varkappa)$
1	0,1918	0,1232
2	0,1684	0,1246
3	0,1560	0,1228

dieses nicht konstant ist. Nun ist aber von Tegetmeier[2]) sowohl als auch von Le Blanc

1) Bezügl. der Einzelwerte muß ihrer großen Zahl halber auf die demnächst erscheinende Dissertation verwiesen werden.

2) loc. cit.

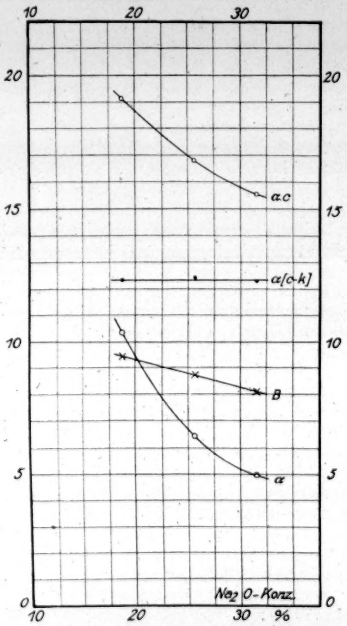

Fig. 2.

und Kerschbaum[1]) die Beobachtung gemacht, daß bei fortgesetzter Einwirkung einer hohen Spannung auf eine zwischen zwei Quecksilberelektroden eingespannte Glasplatte sich diese schließlich in eine Substanz verwandelt, aus der alle Natriumionen in das kathodische Quecksilber ausgewandert sind, so daß, wie letztere zeigten, die Leitung nur noch durch Elektronen vermittelt wird. Trotzdem ergab eine chemische Analyse, daß noch etwa 4—8 Proz. der Glasmasse aus Natriumoxyd bestand, welches also, vielleicht als Doppelsalz gebunden, undissoziierbar, für die Leitung nicht in Betracht kommt. Setzt man in dem Ausdrucke

$$W = \alpha\, e^{B/\vartheta}$$

$\vartheta = \infty$, d. h. geht man zu sehr hohen Temperaturen über, so liegt es nahe, anzunehmen, daß alle überhaupt dissoziierbaren Molekeln in diesen Zustand übergegangen sind, und dann könnte man das Gesetz der konstanten äquivalenten Leitfähigkeit verdünnter Lösungen anzuwenden versuchen. Bezeichnet man mit $\varkappa$ die zunächst

1) M. Le Blanc u. F. Kerschbaum, Zeitschr. f. phys. Chem. **72**, 468–507, 1910.

noch unbekannte Konzentration des nicht dissozierbaren Na_2O und nimmt man an, daß diese in den untersuchten Gläsern von der Konzentration c an überhaupt vorhandenem Na_2O unabhängig sei, so müßte

$$\alpha \cdot (c - \varkappa) = R = \text{const.}$$

für alle drei Glassorten sein. Man erhält so drei Gleichungen für die beiden Unbekannten $\varkappa$ und R und eine Ausgleichung ergibt

$$\varkappa = 6{,}67, \quad R = 0{,}1235.$$

Bildet man dann den Ausdruck $\alpha \cdot (c - \varkappa)$ mit dem errechneten $\varkappa$, so erhält man die in Tabelle 3 gegebenen Werte, die so nahe gleich sind, daß sie die Anwendbarkeit obiger Betrachtungen rechtfertigen.

Für die spezifischen Widerstände von Natrongläsern mit etwa 8 Proz. Kalkzusatz als Festigungsmittel erhält man so den Ausdruck

$$W = \frac{R}{c - \varkappa} e^{(B_0 - \lambda \cdot [c - \varkappa])/\vartheta},$$

wo

$$R = 0{,}1235, \quad \varkappa = 6{,}67, \quad B_0 = 10740, \quad \lambda = 103{,}6$$

zu setzen sind. In welcher Weise sich der Kalkgehalt des Glases in diesen vier Konstanten bemerkbar macht, muß weiteren Untersuchungen überlassen bleiben.

Da es noch fraglich ist, in welcher Weise die Konzentration und die Beweglichkeit der Ionen bei den Beobachtungstemperaturen auf die Leitfähigkeit einzeln einwirken, wurde versucht, den Quotienten der Ionenkonzentrationen der beiden Glassorten 1 und 3 dadurch zu bestimmen, daß aus zwei an einer Seite platinierten und mit den unbelegten Seiten durch einen Tropfen einer Mischung der Alkalinitrate zusammengekitteten Platten eine Konzentrationskette aufgebaut wurde, deren elektromotorische Kraft bei mehreren Temperaturen festgestellt wurde. Die Messungen waren sehr schwierig, da bei den geringsten auftretenden Strömen durch Polarisationserscheinungen an den Plattenelektroden elektromotorische Kräfte auftraten, die die Resultate fälschten und infolge der Kleinheit der Diffusion in den Gläsern nur sehr langsam zurückgingen. Die erhaltenen Werte ließen aber doch den Schluß zu, daß die Unterschiede in den Leitfähigkeiten fast allein durch die Verschiedenheit der Ionenkonzentration bedingt sind, während die Beweglichkeit in den Glassorten 1 und 3 nahe den gleichen Wert haben muß.

Messungen an Bergkristall.

Die Widerstandsmessungen an Bergkristallplatten wurden in gleicher Weise wie die an den Glasplatten mit alternierendem Gleichstrom ausgeführt. Während aber bei Glas sich eine Abhängigkeit von der Frequenz nicht bemerkbar machte, tritt eine solche hier in so hohem Maße auf, daß es selbst bei mehr als 200 Richtungswechseln des Stromes in der Sekunde nicht gelang, einen Grenzwert für den Widerstand zu erhalten. Nimmt man an, daß die Leitfähigkeit des Bergkristalls durch Alkalisalze, die in ihm bei seiner Bildung aus wäßrigen Lösungen stets enthalten sind, bedingt wird, so deutet diese schnelle Vermehrung seines scheinbaren Widerstandes an, daß die Konzentration der der Anode unmittelbar benachbarten Schichten an Metallionen dieser Salze durch den Stromdurchgang rapide vermindert wird, was durch die sehr geringe Konzentration derselben gegenüber der Gesamtkristallmenge plausibel gemacht wird. Dadurch tritt die elektromotorische Kraft einer Konzentrationskette auf, die der äußeren elektromotorischen Kraft entgegenwirkt. Es wird dadurch verständlich, daß die Widerstandsvermehrung von der angelegten Spannung in weiten Grenzen fast unabhängig gefunden wurde, da eben die elektromotorische Kraft der Polarisation der primären nahe proportional ist. Erst bei sehr kleinen Frequenzen macht sich ein Einfluß der Spannung bemerkbar, indem bei wachsender Spannung der Widerstand weniger schnell mit abnehmender Frequenz zunimmt, weil nun auch der Widerstand der jetzt in größerer Dicke sich ausbildenden niedriger konzentrierten Schicht in Betracht kommt.

Als Hauptaufgabe war zunächst die Ermittelung der Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Orientierung der Probe gegen die kristallographische Hauptachse angesehen worden, weshalb eine Anzahl von planparallelen Platten hergestellt wurde, die von der Hauptachse unter verschiedenen Winkeln geschnitten wurden. Um aber die dazu nötigen quantitativen Widerstandsmessungen zu ermöglichen, mußte die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes von der Frequenz ermittelt und dann aus den Beobachtungen der wahre Widerstand der Bergkristallplatten für unendlich schnelle Schwingungen durch Extrapolation ermittelt werden.

Zu diesem Zwecke wurden bei jeder Temperatur eine große Zahl von Messungen mit wechselnder Frequenz angestellt und es zeigte sich, daß sie durch einen Ausdruck

$$W = W_0 + a\sqrt{\tau}$$

sehr gut dargestellt wurden, wo W_0 den wahren Widerstand, a eine Konstante und τ die Dauer einer vollen Kommutierungsperiode darstellt, d. h. die Zeit, innerhalb deren die Stromrichtung zweimal wechselt. Die W_0 und a wurden dann für jede bei konstanter Temperatur gemessene

Serie nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet.

Vereinfacht wird der Vergleich der an verschiedenen Platten erhaltenen Resultate noch, wenn auch die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur zunächst für jede Platte allein festgestellt ist, weil dann für jede Platte nur wenige Konstanten verglichen zu werden brauchen. Irgendeine systematische Verschiedenheit der an denselben Platten bei derselben Platinierung bei steigender oder fallender Temperatur oder an verschiedenen Tagen bei mehrmaliger Erhitzung gemessenen Widerstände ist nicht nachzuweisen, was in Anbetracht der bei dem Vergleiche von an verschiedenen Platten erhaltenen Resultaten auftretenden sehr großen Unstimmigkeiten hervorgehoben werden muß.

Es wurde zunächst eine Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur nach Art der bei den Gläsern erhaltenen vermutet, die sich nicht bestätigte. Wenn man aber die Temperaturzählung nicht am absoluten Nullpunkte, sondern bei einer zu bestimmenden Temperatur C beginnt, so stellt nun der Ausdruck

$$W_0 = A' e^{B/(\vartheta - C)}$$

oder

$$\log W_0 = A + B/(\vartheta - C)$$

die Beobachtungen mit sehr bemerkenswerter Genauigkeit dar. Die Konstanten A, B, C sind zu bestimmen, was mittels Näherungsverfahrens nach der Methode der kleinsten Quadrate geschah, wobei die W_0 mit ihren aus den oben bezeichneten Rechnungen erhaltenen Gewichten eingeführt wurden.

In der unten folgenden Tabelle IV sind zunächst die verschiedenen untersuchten Kristallplatten mit ihren Bezugsnummern aufgeführt und es ist der Winkel gegeben, unter dem die Hauptachse des Kristalls die Normale der als Elektroden benutzten Flächen schneidet. Hinzugefügt ist die Zahl der Serien, aus denen bei konstanter Temperatur die W_0 berechnet wurden, die den Bestimmungen der A, B, C zugrunde liegen. Die nächste Spalte gibt zunächst die C mit ihren mittleren Fehlern. Man sieht, daß diese für alle Platten innerhalb ihrer Fehlergrenze übereinstimmen. Da die Werte von B und A gegen Änderungen von C sehr empfindlich sind und sich sehr stark ändern, wenn C ein wenig variiert wird, andererseits aber die bei falsch angenommenem C auftretende Krümmung der $\log W : 1/(\vartheta - C)$-Kurven, die bei dem wahren C verschwinden soll, nur schwer bemerkbar ist, so scheint es am zweckmäßigsten, für die Berechnung der A und B den Mittelwert von C aus allen Platten

$$C_m = 224{,}9^0 + 2{,}3^0$$

überall anzusetzen, mit dessen Hilfe dann die in den nächsten Spalten gegebenen B und A berechnet sind.

Man hätte annehmen sollen, daß die Werte von B, die die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit charakterisieren, für alle Platten dieselben sein sollten. Infolge der bei der Besprechung der Werte von A noch mehr hervortretenden außerordentlich inhomogenen Verteilung der die Leitung vermittelnden Salze, deren chemische Zusammensetzung bei der sehr langsamen Bildung der Kristalle auch innerhalb kleiner Bereiche sehr stark wechseln kann, erhält man aus den verschiedenen Platten recht verschiedene Werte für B. Daß diese Schwankungen nicht der Methode der Messung zuzuschreiben sind, geht daraus hervor, daß die Werte von B an Platten, die in engem inneren Zusammenhange miteinander stehen, sehr nahe gleich sind; so für 20 A und 20 B, die sich nur dadurch voneinander unterscheiden, daß der Platinüberzug abgeätzt und eine Neuplatinierung vorgenommen wurde. Die Platte 21 C ist ein Teil von 21 B. Ebenfalls enthalten 34 B—37 insofern dasselbe Material, als sie aus 34 durch allmähliches Dünnerschleifen entstanden sind. 21 und 34 sind außerdem unmittelbar benachbart einem Kri-

Tabelle IV.

Nr. der Platte	Winkel gegen d. Achse	Zahl der Serien	C	mc	B	A	B_m	A
16	0	12	216,1°	+ 8,4°	1510,7	0,3846	1505,4	0,4004
19	60	8	235,3	4,8	1566,3	0,9537	—	—
20 A	30	6	220,7	5,6	1597,0	0,3209	1586,1	0,3559
20 B	30	7	217,6	8,9	1585,7	0,4136	1586,1	0,4125
21 B	30	4	—	—	—	—	[1413,4]	2,7895
21 C	30	6	223,3	2,8	1413,9	2,6126	1413,4	2,6138
22	0	7	232,0	+ 11,2	1502,2	0,9156	1505,4	0,9090
34 B	30	5	201,9	17,4	1425,9	2,7212	1413,4	2,7517
35	30	4	226,5	6,0	1410,9	2,4768	1413,4	2,4714
36	30	5	252,8	13,3	1403,2	1,9576	1413,4	1,9363
37	30	5	—	—	—	—	[1413,4]	0,8552

Tabelle V.

Nr. der Platte	Winkel gegen die Achse	A_m	log Q	log O	log l	log d	$A_m - \log l/Q$
16	0°	0,4004	0,5015	0,5015	9,3230	9,3230	1,5801
19	60	0,9537	0,1508	0,5642	9,6218	9,3212	1,4827
20 A	30	0,3559	0,4060	0,5084	9,3852	9,3224	1,3767
20 B	30	0,4125	0,3797	0,4822	9,3852	9,3224	1,4070
21 B	30	2,7895	9,4587	0,0457	0,1502	0,0821	2,0980
21 C	30	2,6138	9,5779	0,0432	0,0754	0,0074	2,1163
22	0	0,9090	0,6504	0,6504	9,4895	9,4895	2,0699
34 B	30	2,7517	9,8205	0,2972	0,2047	0,1376	2,3675
35	30	2,4714	9,8932	0,2304	0,0307	9,9636	2,3339
36	30	1,9363	0,1417	0,2972	9,6524	9,5853	2,4256
37	30	0,8552	0,2194	0,2916	8,3810	8,3139	2,6936

stalle entnommen, dem auch infolge der wechselnden Orientierung an mehr voneinander entfernten Stellen die übrigen Platten entstammen, mit Ausnahme der Platte 22, die aus einem anderen Kristall hergestellt wurde, um zu untersuchen, welche Eigenschaften von der speziellen Natur des betreffenden Kristallindividuums beeinflußt würden.

Aus nahe gleichen Werten von B wurden wieder die Mittel genommen (B_m) und mit deren Hilfe die A_m der Tabelle IV berechnet, aus denen nun die Abhängigkeit des Widerstandes von der geometrischen Form und der Orientierung der Platten gegen die kristallographischen Symmetrieachsen zu ermitteln wäre.

Wegen der außerordentlich großen Inhomogenität des Bergkristalls ist aus den A_m ein sicherer Schluß in dieser Hinsicht nicht zu ziehen. Ein Resultat erhält man aber durch den folgenden Versuch. Es wurden zwei rechtwinkelige, nahe würfelförmige Parallelepipeda (die mit 21 und 34 bezeichnet sind) so aus dem Kristall geschnitten, daß die kristallographische Hauptachse in einem Flächenpaare derselben verlief, während sie die beiden anderen zu ersterem senkrechten unter 30° bzw. 60° schnitt. Es wurde nun je zunächst das Flächenpaar platiniert und als Elektrode benutzt (21 A und 34 A), das von der Achse unter 60° gegen die Normale geschnitten wurde. Der Widerstand erwies sich als unmeßbar hoch. Platiniert man aber die von der Achse unter 30° gegen die Normale geschnittenen Flächen, so erhält man die unter 21 B und 34 B mitgeteilten Werte. Diese Erfahrung ist nur so zu erklären, daß die Elektrizitätsleitung allein streng parallel der Hauptachse möglich ist, indem die sie vermittelnden Natriumionen sich in den Zwischenräumen zwischen den regelmäßig angeordneten Quarzmolekülen gerade noch parallel der Achse fortbewegen können, was durch die Gestalt der Elementarbereiche des Bergkristalls als dreiseitige gerade Prismen plausibel erscheint.

Demgemäß kommen für die Leitung nur solche achsenparallele Elementarstromfäden in Betracht, die die beiden durch Platinierung hergestellten Elektroden verbinden. Die nur an einer Elektrode entspringenden frei endigenden achsenparallelen Kanälchen sind ohne jede Wirkung für den Elektrizitätstransport. Nur ein sehr schwacher Reststrom, der sich durch das Ausbleiben jeder Polarisationserscheinung als Folge der metallischen Leitung des Bergkristallskeletts erwies, ließ sich in dem ersten der oben behandelten Fälle nachweisen. Bei den Proben 21 A und 34 A endigen alle von der einen Elektrode ausgehenden achsenparallelen Fäden frei auf nicht platinierten Seitenflächen, weshalb eine Elektrizitätsleitung auf Grund elektrolytischer Vorgänge ausgeschlossen ist.

Bei den Platten 21 B und 34 B aber ist ein Teil der einen Elektrode mit einem Teile der anderen durch achsenparallele Elementarstromfäden verbunden; dieser und nur dieser kommt für die Leitung in Betracht. Bezeichnet man mit Q den normalen Querschnitt des wirksamen Bündels und mit l die Länge eines Stromfadens, die ja bei den planparallelen Platten alle gleich sein müssen, so müßte

$$A - \log l/Q$$

für alle untersuchten Platten den gleichen Wert annehmen. Tabelle V, in der die A_m wiederholt und dann die log l, log Q und der Vollständigkeit halber auch der Winkel zwischen Elektrodennormale und der Hauptachse, dazu die Elektrodenfläche O und die Dicke d der Platten selbst hinzugefügt sind, zeigt aber, daß dieser Ausdruck durchaus nicht konstant wird. Irgendeine Verbindung mit anderen Größen, die diese Inkonstanz begründen könnte, ist nicht aufzufinden, diese ist allein der Inhomogenität des Bergkristalls zuzuschreiben. Nur möge noch bemerkt werden, daß jede andere Annahme, die die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Richtung weniger streng, wie oben angesetzt, faßt, die Diskrepanzen zwischen den an ver-

schiedenen Platten erhaltenen Werten noch vergrößert, wie in der ausführlicheren Mitteilung eingehend auseinander zu setzen sein wird.

Über den Koeffizienten a, der die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes von der Frequenz des zur Messung benutzten alternierenden Gleichstromes darstellt, ließen sich keine weiter reichenden Untersuchungen anstellen, da hier die Inhomogenitäten des Materials noch mehr störten. Mit Sicherheit ist nur anzugeben, daß er sich als Funktion der oben eingeführten Temperatur $(\vartheta - C)$ nicht in einfacher Weise ausdrücken läßt.

(Eingegangen 11. Dezember 1912.)

Zur Weisschen Theorie der Hysteresis der ferromagnetischen Substanzen.

Von G. Vallauri.

Auf Grund seiner Untersuchungen über die magnetischen Eigenschaften der Kristalle, insbesondere des Pyrrhotins, hat Weiss eine Theorie des Ferromagnetismus entwickelt[1]), nach welcher angenommen wird, daß das Eisen aus elementaren Kristallen besteht, die dieselben Eigenschaften besitzen wie diejenigen des Pyrrhotins. Bei einer ersten Annäherung betrachtet man nur den sogenannten unumkehrbaren Prozeß, d. h. man nimmt an, daß jeder Kristall eine konstante Magnetisierung I_m aufweist, die nur zwei entgegengesetzte Richtungen längs der Ox-Achse aufnehmen kann, und von der einen zu der anderen plötzlich umkippt, sobald das entgegengerichtete Feld einen bestimmten Wert H_c (Koerzitivfeld) erreicht. Eine weitere Annäherung bildet die Annahme des umkehrbaren Prozesses, nach welchem die konstante Magnetisierung I_m unter der Wirkung eines zu Ox schiefen Feldes von ihrer „bevorzugten" Richtung abgelenkt werden kann. Bei dieser umkehrbaren Ablenkung strebt der Magnetisierungsvektor in einer „bevorzugten" Ebene Oxy (magnetische Ebene des Kristalls) zu bleiben, kann aber auch von dieser mehr oder weniger abgelenkt werden.

Begnügt man sich mit der ersten Annäherung, d. h. mit der Annahme des rein unumkehrbaren Prozesses, so kann man folgendermaßen das Abhängigkeitsgesetz zwischen I und H für die ferromagnetischen Substanzen ableiten. Man nimmt an, daß dieselben aus durcheinander gelagerten Elementarkristallen bestehen, deren Magnetisierungsvektoren I_m im neutralen Zustande gleichförmig im Innern einer Kugel verteilt sind. Wirkt ein Feld H auf die Substanz, so bleibt $I = 0$, solange $H < H_c$ ist; wenn aber $H > H_c$ wird, dann müssen sämtliche Magnetisierungsvektoren, innerhalb des Kegels (Fig. 1), dessen Achse OH und dessen Winkel an der Spitze $2\varphi = 2 \arccos \frac{H_c}{H}$ ist, nach der positiven

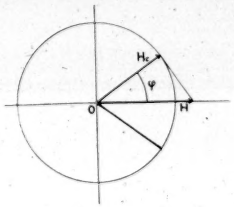

Fig. 1.

Seite gerichtet sein, so daß eine resultierende Magnetisierung

$$I = \frac{I_m}{2} \sin^2 \varphi = \frac{I_m}{2} \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right] = I_M \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right] \quad (1)$$

entsteht. Die sogenannte jungfräuliche Kurve ist also in Fig. 2 $OABC$, deren Ordinate asymptotisch zum Endwerte $I_M = \frac{I_m}{2}$ zustrebt.

Durch ähnliche Überlegungen ist es möglich, die Gleichungen der Weisschen Theorie auch für die Hysteresisschleifen abzuleiten, und nach deren Integration die theoretische Hysteresisarbeit mit der experimentellen zu vergleichen. Dies hat schon J. Kunz[1]) gemacht; in seiner Abhandlung ist aber ein Fehler vorhanden, der die Resultate in sehr ungünstiger Weise beeinflußt. In den folgenden Zeilen habe ich die richtigen theoretischen Gleichungen abgeleitet und ihre Annäherung durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen geprüft.

Betrachten wir zuerst die maximale Hysteresisschleife, die dann beschrieben wird, wenn das Feld zwischen $-\infty$ und $+\infty$ schwankt. Bei $H = -\infty$ ist $I = -I_M$ und bleibt konstant, solange $H < H_c$ ist. Sobald aber $H > H_c$ wird, so müssen die Magnetisierungsvektoren der Kristalle innerhalb des Kegels Fig. 1 sich umkehren; die Magnetisierung der Substanz ändert sich infolge nach der Kurve $EFGK$ (Fig. 2), deren Gleichung

1) Diese Zeitschr. **9**, 358, 1908.

1) Diese Zeitschr. **13**, 591, 1912.

$$\left.\begin{aligned} I &= -I_M + 2I_M\left[1-\left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right] = \\ &= I_M\left[1-2\left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right] \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

ist[1]). In ganz ähnlicher Weise, wenn die Substanz einen endlichen Hysteresiszyklus beschreibt, dessen Scheitelwerte H_1 und I_1 sind, bleibt die Magnetisierung während der Änderung des Feldes von $-H_1$ bis zu H_c konstant und gleich

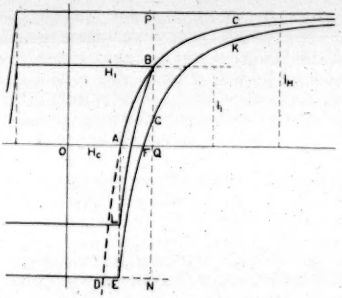

Fig. 2.

$-I_1$; sobald aber $H > H_c$ wird, steigt sie bis zu I_1 nach der Gleichung

$$I = -I_1 + 2I_M\left[1-\left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right]. \quad (3)$$

Bei $H = H_1$ muß $I = I_1$ sein, d. h.

$$I_1 = -I_1 + 2I_M\left[1-\left(\frac{H_c}{H_1}\right)^2\right] = I_M\left[1-\left(\frac{H_c}{H_1}\right)^2\right];$$

woraus folgt, daß die Gleichung (1), d. h. die Kurve ABC den geometrischen Ort der Scheitel der Hysteresisschleifen darstellt, und das Kurvenstück LB kongruent mit EG ist. Die Hysteresisarbeit W_1 pro Zyklus und Volumeneinheit wird nun, wie wohl bekannt, durch den Flächeninhalt der Schleife gemessen; sie beträgt also

$$W_1 = 2\int_{-I_1}^{I_1} H\,dI =$$

$$= 8H_c^2 I_M \int_{H_c}^{H_1} \frac{dH}{H^2} = W_M\left[1-\frac{H_c}{H_1}\right]$$

$$W_1 = W_M\left[1-\sqrt{1-\frac{I_1}{I_M}}\right]; \quad (4)$$

wo $W_M = 8H_c I_M$ die Hysteresisarbeit für die Grenzschleife darstellt.

1) Man merkt gleich, daß für jeden beliebigen Punkt G der Grenzkurve $NG = 2 \times QB$ d. h. $GP = 2 \times BP$ ist.

In der Abhandlung von J. Kunz[1]) wird die Grenzkurve $EFGK$ (Fig. 2) nicht durch Gleichung (2), sondern durch eine horizontale Verschiebung der Kurve $DABC$ um die Strecke DE konstruiert. Aus dieser Grenzkurve werden die Kurven wie LB durch vertikale Verschiebung um GB erhalten. Die zweite Konstruktion ist richtig; der Verlauf der Kurve ist aber auf Grund der ersten Konstruktion irrtümlich; es fallen nämlich die Punkte wie L nicht auf die Gerade $H = H_c$, was in Widerspruch zu den gemachten Annahmen steht. Der Ausdruck, den man in diesem Falle für die Hysteresisarbeit erhält, ist viel verwickelter als Gleichung (4). Um die Annäherung dieses Ausdrucks zu prüfen, vergleicht Kunz die von Ewing[2]) gemessenen Arbeiten W' mit den von ihm berechneten W. Bei diesen Rechnungen wurde weiter in der erwähnten Abhandlung I_m mit I_M verwechselt, was für W_M viel zu kleine Werte ergibt. In folgender Tabelle sind die von Ewing gemessenen Größen H_1, I_1, W', die von Kunz gerechneten Werte W (unter Annahme von $I_m = 1900$, $H_c = 1{,}2$) und die nach Gleichung (4) gerechneten Werte W_1 (unter Annahme von $I_M = 1710$, $H_c = 1{,}3$) zusammengestellt.

H_1	I_1	W'	W	W_1	$\frac{W-W'}{W'}$	$\frac{W_1-W'}{W'}$
1,50	167	410	1187	880	+189Proz.	+115Proz.
1,95	304	1160	2642	1640	+128	+ 41
2,56	473	2190	3308	2640	+ 51	+ 21
3,01	571	2940	3966	3250	+ 35	+ 11
4,96	842	5560	5206	5100	— 6	— 8
7,04	951	6590	6615	5920	0	— 10
75,2	1231	10040	6875	8370	— 31	— 17
∞	—		7790	17784		

Die absolute Größe der prozentualen Abweichung zwischen gemessenem und gerechnetem Wert der Hysteresisarbeit ist im Durchschnitt nach Kunz 63 Proz., nach Gleichung (4) 32 Proz. In dem breiten Intervalle zwischen $H = 3$ und $H = 75$ und unter Annahme von $I_M = 1710$, $H_c = 1{,}4$, gibt Gleichung (4) gegenüber denselben experimentellen Ergebnissen eine durchschnittliche Annäherung von 4,6 Proz. Man darf wohl dieses Resultat als sehr befriedigend betrachten.

Den Wert, welchen die theoretisch rationelle Gleichung (4) auch für die Technik besitzen kann, schätzt man leicht mit Hilfe der Fig. 3, wo die ausgezogene Linie die von Weiss und Planer für weiches Eisen gemessene Hysteresis-

1) l. c.

2) Magnetic induction in iron and other metals, 2. Aufl., S. 107.

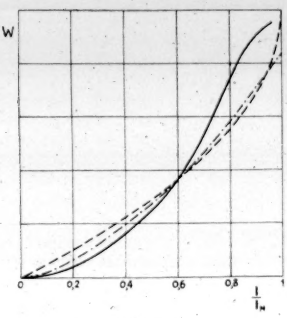

Fig. 3.

arbeit[1]) darstellt, während die gestrichelte Linie der Gleichung (4), die strichpunktierte dem empirischen Steinmetzschen Gesetze $W = \eta I^{1,6}$ entspricht. In Fig. 3 wurde ferner $I_M = 1710$ angenommen und die Ordinatenmaßstäbe wurden so gewählt, daß bei $\frac{I}{I_M} = 0{,}6$ die drei Kurven dieselbe Ordinate besitzen.

1) Journ. de Phys. **7**, 23, 1908.

Neapel, Elektrotechn. Institut, 5. Dez. 1912.

(Eingegangen 10. Dezember 1912.)

Über das Leuchten und die ionisierende Wirkung inaktiver, mit Phosphordampf gesättigter Gase.

Von Hans Schmidt.

Anläßlich toxikologischer Phosphoruntersuchungen kam ich dazu, die Phosphoroxydation und die dabei auftretende Ionisierung der Luft in verschiedenen Gasen zu untersuchen. Derartige Untersuchungen sind schon von anderen Autoren, von Jungfleisch, Schenck u. a. gemacht worden, doch hat bis jetzt eine gleichzeitige Beobachtung der Oxydationsvorgänge und der Ionisation in verschiedenen Gasen nicht stattgefunden, weswegen eine kurze Veröffentlichung meiner Versuche an dieser Stelle gerechtfertigt erscheinen mag.

Nachdem es durch F. Harms[1]), E. Bloch[2]), Elster und Geitel[1]), C. Barus[2]) und andere entschieden war, daß es sich bei der Phosphoroxydation um eine echte Gasionenbildung handelt, blieb es längere Zeit fraglich, wie die Ionisierung mit der Oxydation des Phosphors und dem Leuchten verknüpft war.

Daß Phosphor ein Sauerstoffoptimum zum Leuchten nötig hat, sowie die Erscheinung des intermittierenden Leuchtens ist schon lange bekannt (Joubert[3])), ferner, daß eine Oxydation in reinem Sauerstoff nicht stattfindet (H. B. Baker[4])). Zur Erklärung des intermittierenden Leuchtens nahm J. H. van't Hoff[5]) an, daß bei der Oxydation ein Produkt entsteht, das das Leuchten hemmt: Daß es sich nicht um Ozon handeln könnte, konnte er durch die seit Chappuis[6]) bekannte Tatsache ausschließen, nach der Ozon das Leuchten begünstigt. Seine Versuche sind von Jungfleisch[7]) aufgenommen worden. Er fand, daß bei der Oxydation von Phosphor zuerst ein außerordentlich flüchtiges Produkt entsteht, in dem er das Anhydrid der phosphorigen Säure vermutete[8]).

Erst bei der Oxydation dieses Oxyds entsteht das Leuchten. Bei der gewöhnlichen Temperatur hält er die Verdampfung des Phosphors für zu gering, um die Lichtwirkung zu erklären. Er ließ getrocknete und von Sauerstoff gereinigte Kohlensäure über trockenen, reinen Phosphor streichen und von da durch eine lange Glasröhre in den Dunkelraum austreten. Der Phosphor selbst leuchtete dabei nicht. An dem Ausströmungsort des Gases in die Luft war ein kaum merkliches Leuchten zu beobachten, sowie ein kaum merklicher Geruch. Dabei erwies sich das Gas mit Phosphordampf gesättigt. Er kam also zu dem Schluß, daß ein inaktives mit Phosphordampf gesättigtes Gas bei der Oxydation keine Leuchtwirkung hervorzubringen vermag. Mischte er jedoch dem Gas nur ein wenig Sauerstoff bei, so fand er ein schwaches Leuchten des Phosphors selbst, sowie ein intensives Leuchten des Gases an dem Ausströmungsort. Er konnte schließlich diese Oxyde durch Anwendung niederer Temperatur kondensieren, dieselben für sich allein durch Kohlensäure

1) F. Harms, diese Zeitschr. **4**, 111, 436, 1903; **5**, 93, 1904; Jahrbuch für Radioaktivität u. Elektronik **1**, 291, 1904.

2) E. Bloch, Compt. rend. de l'Ac. des sciences **135**, 1324; **137**, 1040; Le Radium **1**, Nr. 2, 33; **4**, 66.

1) Elster u. Geitel, diese Zeitschr. **4**, 457, 1903; **7**, 370, 1906.

2) C. Barus, Amer. J. Science Villiman (4) **15**, 217—223; ref. Chem. Centralblatt 1902, II, S. 924; 1903, I, S. 612, 861.

3) Joubert, Sur la phosphorescence du phosphore, Paris 1874, S. 13.

4) H. B. Baker, Phil. Trans. 571, 1888; Proc. Chem. Soc. **16**, 88, 1900.

5) J. H. van't Hoff, Zeitschr. f. phys. Chem. **16**, 411.

6) Chappuis, Bull. de la Soc. chim. **35**, 419.

7) E. Jungfleisch, Compt. rend. de l'Ac. des sciences **140**, 444—449.

8) E. Jungfleisch, Compt. rend. de l'Ac. des sciences **145**, 325—327.

wieder aufnehmen und dann getrennt von dem reinen Phosphor die gleiche Leuchterscheinung hervorrufen. Wenn hiermit erwiesen war, daß das Leuchten nicht an die unmittelbare Oxydation des Phosphors geknüpft ist, so war doch noch unentschieden, wo der Sitz der Ionisierung zu suchen war.

E. Meyer und E. Müller[1]) konnten die Lichtemission speziell von ultraviolettem Licht als die Ionisierungsquelle ausschließen, desgleichen das Ozon, das, wie auch Gockel[2]) meinte, bei seiner Desozonierung nicht die enorme Ionenzahl liefern kann, die man bei der Phosphorluft annehmen muß. Außerdem fanden sie, daß die Leitfähigkeit der Phosphorluft auch nach Fortschaffung des Ozons bestehen blieb.

L. und E. Bloch[3]) hatten gefunden, daß, wenn man über Phosphor den Luftstrom genügend beschleunigt, sich die Phosphoreszenz nach und nach vom Phosphor trennt, und daß Phosphoreszenz, Ionisation und Ozon in derselben Region auftreten, in der die Phosphoremanation, bestehend aus dem Anhydrid der phosphorigen Säure, sich in lebhafter Verbrennung in das Anhydrid der Phosphorsäure umwandelt. Diese Verbrennung ist nach ihnen die Ursache der Ionisierung, wobei analog wie bei Gasflammen (E. Bloch und P. Langevin[4])) große relativ träge Ionen entstehen, wie es Harms[5]) vorausgesehen hatte.

R. Schenck, F. Mihr und H. Bantien[6]) fanden ebenfalls, daß weder Ozon noch Wasserstoffsuperoxyd, das bei der Phosphoroxydation entsteht, für die Ionisierung in Betracht kommen. Sie untersuchten andere Substanzen, die bei der Oxydation Ozonbildung hervorrufen, und fanden bei ihnen keine Leitfähigkeit, die mit der bei Phosphor zu vergleichen ist[7]).

Diese Autoren ließen reinen Sauerstoff über Phosphor streichen, der in einer verdünnten Lösung von Kaliumbichromat und Schwefelsäure war, und fanden eine sehr viel geringere Zerstreuung der Elektrizität als bei Luft unter gleichen Umständen (4,5 Volt in 5 Min.). Verwendeten sie aber Mischungen von Sauerstoff mit Gasen, so stieg die Entladungsgeschwindigkeit ganz bedeutend (zu 50 Volt in 5 Min). Ozon bewirkte ebenfalls eine kräftige Vermehrung der Leitfähigkeit. Das Auftreten des Oxydationsleuchtens ist nach ihnen der Ionisierung parallel.

Hemmende Substanzen, wie Terpentin, Äthylen usw. (Centnerszwer[1]), E. Scharff[2])), Leuchtgas (Elster und Geitel) lassen alle Erscheinungen aufhören. Schenck, Mihr und Bantien konnten ferner experimentell bestätigen, daß die Substanzen, die die Oxydation hemmen, auch die Entstehung des primären Produktes P_4O_6 hemmen, dessen Anwesenheit die Ionisierung bedingt, daß sie aber nicht imstande sind, die Ionisation durch bereits gebildetes Oxyd zu beeinflussen. Ebenso wie Schenck, Mihr und Bantien (loc. cit.), Thorpe und Tutton[3]) fand auch E. Scharff[2]) alle die für Phosphor charakteristischen Erscheinungen auch bei dem primären Phosphoroxydationsprodukt. Letzterer konnte auch die Erklärung der hemmenden Wirkung organischer Substanzen auf die Phosphoroxydation, die Schönbein[4]) gab, durch Annahme einer chemischen Bindung derselben mit dem Ozon, dadurch widerlegen, daß P_4S_3, wobei kein Ozon entsteht, durch die gleichen Substanzen gehindert wird. Er selber nimmt eine Schutzwirkung durch Adsorptionshüllenbildung an, was aber wohl noch nicht bewiesen ist.

Ich verwandte zu meinen Versuchen einmal Phosphorwasseremulsionen (durch Schütteln von flüssigem Phosphor in heißem, nach und nach erkaltendem Wasser hergestellt), dann aber auch gesättigte Phosphormandelöllösungen. Der Grund dafür war eine dadurch bewirkte Oberflächenvergrößerung, und im Prinzip sind diese Bedingungen nicht von denen Schencks und seiner Mitarbeiter verschieden. Jungfleisch hatte Stangenphosphor gebraucht. Die Notwendigkeit von selbst geringen Wassermengen bei der Phosphoroxydation (H. B. Baker[5])), und die Schwierigkeit, Phosphor wasserfrei zu machen, haben mich davon abgehalten, Phosphorstangen zu benutzen. Die Phosphoremulsion, sowie die Öllösung bildeten Nebel an der Luft unter intensivem Leuchten. Ich untersuchte nun die Einwirkung verschiedener Gase: Luft, Kohlen-

1) E. Meyer u. E. Müller, Verhandl. d. phys. Ges. **2**, 332—336; Ref. Chem. Centralblatt 1905, I, S. 61.

2) Gockel, diese Zeitschr. **4**, 602, 1903.

3) L. u. E. Bloch, Compt. rend. de l'Ac. des sciences **147**, 842, 1908.

4) E. Bloch u. P. Langevin, Compt. rend. de l'Ac. des sciences 1904, S. 792.

5) Harms, diese Zeitschr. **5**, 93, 1904.

6) R. Schenck, F. Mihr, H. Bantien, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **39**, 2, 1506, 1906.

7) Ob eine Ionisierung der Luft bei der Oxydation von $CH{=}CBr$ stattfindet, möchte ich dahingestellt sein lassen, da Schenk und Mitarbeiter die Gase durch Toluol leiteten, das entsprechend seiner, wenn auch geringen Beeinflussung der Phosphoroxydation (Centnerszwer, Zeitschr. f. phys. Chem. **26**, 1—46) auch bei dieser Oxydation hemmend wirken könnte.

1) Centnerszwer, Zeitschr. f. phys. Chem. **26**, 1—46.

2) E. Scharff, Zeitschr. f. phys. Chem. **62**, 179 bis 193, 1908.

3) Thorpe u. Tutton, Journ. of chem. Soc. Trans. **57**, 550, 1890.

4) Schönbein, Journal für praktische Chemie **36**, 247, 379.

5) H. B. Baker, Nature **84**, 388, 1910; Naturwissenschaftl. Rundschau **25**, 1910, Nr. 5; ferner loc. cit.

säure, Wasserstoff, Sauerstoff, Stickoxydul und Leuchtgas auf diese Oxydationserscheinungen. Das möglichst gereinigte Gas ließ ich durch die phosphorhaltigen Lösungen hindurchperlen und dann nach Passieren eines längeren Glasrohrs in die Luft austreten.

Fand der Versuch im Dunkelraum statt, so war in der Flasche, sowie das Gas durch die phosphorhaltige Flüssigkeit durchströmte, ein starkes Leuchten zu beobachten. Daneben entwickelte sich Nebel und starker Phosphorgeruch. Diese Erscheinungen blieben in gewöhnlicher Luft lange Zeit konstant und nahmen nur in dem Maße ab, als die Phosphoroxydation vorschritt, und der noch vorhandene Phosphor sich in Oxydationsprodukte umwandelte. — Anders jedoch gestalteten sich die Vorgänge, wenn man statt Luft Gase nahm, die chemisch den Phosphor nicht beeinflussen, wie Kohlensäure, H, Stickoxydul und Leuchtgas.

Betrachten wir zunächst nur Kohlensäure, Wasserstoff und Stickoxydul, die in ihrem Verhalten volle Übereinstimmung zeigten. Auch hier fand, sowie die ersten Gasperlen durch die Flüssigkeit aufstiegen, ein Leuchten in der Flasche, sowie Nebelbildung statt. Je mehr jedoch das Gas den in der Flasche enthaltenen Sauerstoff verdrängte, je mehr also dessen Partialdruck sank, je mehr hörte das Leuchten auf, und verschwand schließlich vollkommen. Auch war dann keine Spur von Nebelbildung zu beobachten.

Sowie dieses Stadium eingetreten war, konnte man an dem Ausströmungsort des Gases, am Ende der ca. 50 cm langen Glasröhre, ein intensives Leuchten bemerken. Es machte im Dunkeln den Eindruck einer mehrere Zentimeter langen Flamme, deren Leuchten noch bei elektrischem Glühlicht zu erkennen war[1]). Von dieser ausgehend sah man schwach leuchtende Nebelschwaden weithin in den Raum sich fortbewegen. Zugleich trat ein intensiver Phosphorgeruch auf.

In diesem Falle kann es sich nicht um eine Oxydation des Phosphors in der Flasche handeln, was schon daraus hervorgeht, daß die benützte Öllösung vollständig klar blieb, während beim Durchleiten von Luft Trübungen, aus ölunlöslichen Phosphoroxyden bestehend, entstehen. Die Gase müssen sich vielmehr bei der Zimmertemperatur, bei der die Versuche stattfanden, intensiv mit Phosphordampf beladen haben, der dann, sowie er mit dem Sauerstoff der Luft in Berührung gekommen ist, eine stärkere Leuchtkraft bei seiner Oxydation entwickelt.

Läßt man das mit Phosphordampf gesättigte Gas, bevor es mit dem Sauerstoff der Luft in Berührung kommt, durch Wasser perlen, so läßt sich nach einiger Zeit in demselben Phosphorsäure chemisch nachweisen. Diese Phosphorsäure könnte aus mitgerissenen Phosphorsäurepartikeln aus dem Wasser der benutzten P-Emulsion stammen, doch fand sich das gleiche bei dem Phosphoröl. Die Erklärung ist wohl die, daß der Phosphordampf in dem Wasser, das sowohl aus der Luft absorbierten O als auch immer freie O-Ionen enthält, sofort zu Phosphorsäure oxydiert wird. Eine Absorption von Phosphorsäureanhydrid halte ich für ausgeschlossen, da praktisch, wie gesagt, aller O entfernt war, und kein Oxydationsphänomen auftrat.

Die Intensität der Erscheinungen war gleich groß, ob man Wasserstoff, Kohlensäure oder Stickoxydul nahm. — Nahm man jedoch Leuchtgas, so hörte, selbst wenn noch lange nicht aller Sauerstoff aus der Flasche verdrängt war, sofort das Leuchten auf und ebenfalls die Nebelbildung. Das Leuchtgas gehört demnach in die Reihe von Körpern, die wie Äther, Chloroform, Terpentinöl, Alkohol usw., selbst in minimalen Mengen der Luft beigemengt, die Phosphoroxydation und die damit zusammenhängenden Erscheinungen hemmen (Centnerszwer, Scharff, loc. cit.).

Nimmt man unter sonst gleichen Bedingungen Sauerstoff, so ist ein Unterschied gegenüber den oben erwähnten Gasen nicht zu bemerken. Je mehr in der Flasche der Partialdruck des Sauerstoffs zeigt, um so mehr beobachtet man ein Sistieren der Oxydationsvorgänge, bis schließlich in der Flasche nichts mehr von Leuchten oder Nebelbildung zu bemerken ist. Man muß demnach annehmen, daß sich auch der Sauerstoff, sofern er rein zur Anwendung kommt, mit Phosphordampf sättigt und dampfförmigen Phosphor mitführt. Tritt der mit Phosphordampf gesättigte Sauerstoff am Ende der Glasröhre aus, und verringert sich in der Luft sein Partialdruck, so findet Oxydation des Phosphordampfes statt und dabei ein intensives Leuchten, ganz wie bei den anderen Gasen, bei denen übrigens wie bei Sauerstoff auch Ozon aufgetreten war.

Ich untersuchte nun die Ionisierung, die bei der Oxydation der mit Phosphordampf gesättigten Gase auftritt, und ließ zu diesem Zwecke das betreffende Gas nach seiner Sättigung mit Phosphordampf an den Zerstreuungszylinder eines geladenen Elektroskops von Elster und Geitel bringen. Während die reinen Gase einen kaum zu bemerkenden Zerstreuungsverlust zur Folge hatten, stieg derselbe nach Passieren von Phos-

1) Die Flammenerscheinung hatte größte Ähnlichkeit mit der kalten Flamme bei der Oxydation von $CH \equiv CBr$-Bromazetyliden.

phor bei Anwendung von Luft zu gut meßbaren Werten und erreichte bei den phosphordampfgesättigten inaktiven Gasen ganz erstaunlich hohe Werte. Sowie der Gashahn geöffnet wurde, fielen die Blättchen des Elektroskops schnell zusammen, stellten jedoch bei Schluß des Hahns sofort ihre Bewegung ein, die sie ebenso prompt wieder aufnahmen, sowie das Gas weiterströmte. Bei Leuchtgas war unter sonst gleichen Bedingungen keine Spur einer Ionisierung wahrzunehmen. Näheres läßt sich aus folgender Tabelle entnehmen.

Verlust in elektrostatischen Einheiten.

	P-Mandelöl	P-Wasseremulsion
Luft	67×10^{-4}	145×10^{-4}
Sauerstoff . . .	367×10^{-4}	425×10^{-4}
Wasserstoff. . .	3226×10^{-4}	2212×10^{-4}
Kohlensäure . .	3991×10^{-4}	4158×10^{-4}
Stickoxydul . .	—	3200×10^{-4}

Die Möglichkeit, daß es sich um eine direkte Ionisierung der inaktivierten Gase durch den elementaren Phosphor handeln könnte, ist auszuschließen, da E. Bloch[1]) gefunden hatte, daß ein Elektrometer unverändert blieb, wenn man ihn in den dunkeln Raum zwischen Phosphor und seiner Phosphoreszenz stellte. Er fand ferner, daß in diesem dunkeln Raum bei Verwendung reinen Sauerstoffs auch kein Ozon auftrat. Prüfte ich die Ionisierung in einer CO_2-Atmosphäre, so war sie ganz unbedeutend geworden; immerhin war es mir experimentell nicht einwandfrei gelungen, den Behälter, in dem das Elektroskop stand, ganz sauerstofffrei zu machen. — Schenck und Mitarbeiter hatten bei reinem, über weißen Phosphor gestrichenen Sauerstoff eine sehr viel geringere Zerstreuung gefunden, als bei Verwendung von Luft unter gleichen Bedingungen. Nach ihnen „beruht diese kleine vorhandene Leitfähigkeit darauf, daß durch den Sauerstoff sehr kleine Mengen von Phosphordampf mitgeführt werden, die in der Luft des Zerstreuungszylinders oxydiert werden". Den gleichen geringen Spannungsabfall fanden sie bei Wasserstoff und Kohlensäure. Dieses steht im Gegensatz zu meinen obigen Befunden. Schenck und Mitarbeiter hatten ferner gefunden, daß das nach Thorpe und Tutton[2]) dargestellte Phosphortrioxyd P_4O_6 zwar eine Reihe von gleichen Erscheinungen zeigt, wie man sie beim elementaren Phosphor zu sehen gewohnt war, wie Leuchten in der Luft, Intermittenz des Leuchtens, Sauerstoffpartialdruck und Hemmung der Leuchterscheinung durch gewisse organische Dämpfe, die jedoch nicht die bei der Oxydation des P_4O_6 beobachtete Leitfähigkeit hinderten. Dabei entsteht kein Ozon, wie auch Thorpe und Tutton (loc. cit.) fanden. Nimmt man an, daß die Ionisierung bei der Oxydation des Phosphortrioxyds stattfindet, das primär aus Phosphordampf durch Oxydation entstanden ist, so steht damit der Befund in gewissem Widerspruch, daß Leuchtgas, das unter die die P-Oxydation hemmenden Körper gehört, die Ionisierung aufhob, da nach Schenck dieselbe durch organische Dämpfe nicht aufgehoben wird. Es ist unwahrscheinlich, daß das Leuchtgas eine Ausnahmestellung unter den hemmenden organischen Körpern hat. Was demnach die eigentliche Quelle der Ionisierung ist, dürfte noch aufzuklären sein.

Diese Untersuchungen sind im pharmakologischen Institute der Universität Freiburg i. B. gemacht worden[1]), und ich bin aus äußeren Gründen nicht in der Lage gewesen, dieselben fortzusetzen.

1) E. Bloch, Ann. d. Chem. u. Phys. **8**, 4, 25, 1905.
2) Thorpe u. Tutton, Journ. chem. Soc. **57**, 445, 1890; **59**, 1901, 1891.

1) Biochem. Zeitschr. **34**, 280, 1911.

(Eingegangen 15. Dezember 1912.)

Der Brechungsindex des kristallinischen Selens.

(Vorläufige Notiz.)

Von W. S. Gripenberg.

Durch Pressen von geschmolzenem Selen zwischen Spiegelglasplatten wurden Schichten amorphen Selens von 20 bis 250 $\mu\mu$ Dicke erhalten. Einige dieser Platten zeigten die Eigentümlichkeit, daß trotz schneller Abkühlung eine teilweise Kristallisation erfolgte. Die kristallisierten Partien haben gewöhnlich die Form kleiner kreisrunder Scheiben von 0,2 bis etwa 0,01 mm Durchmesser. Von der Umgebung unterscheiden sie sich durch weit kräftigere Lichtabsorption. Bei genauer Betrachtung dieser Platten im reflektierten Lichte fand ich, daß die kristallisierten Partien stets eine andere Interferenzfarbe als das angrenzende amorphe Selen zeigten und zwar immer eine Farbe höherer Ordnung.

Beobachtet wurden z. B. folgende Farben:

Amorphes Selen:

a Gelbgrün II. Ordnung,
b tiefes Rot I. Ordnung,
c Dunkelviolettrot II. Ordnung,
d Braungelb I. Ordnung.

Kristallinisches Selen:

a' Lebhaft rötliches Orange II. Ordnung,

b' Grün II. Ordnung,
c' Grün III. Ordnung,
d' rötliches Orange I. Ordnung.

Am weitaus genauesten konnte das erste Farbenpaar bestimmt werden. Im Mittel ist der Brechungsindex des $Se_{krist.}$ 1,2 mal größer als der des $Se_{am.}$ Den kleinsten möglichen Wert fand ich zu 1,16, den größten zu 1,27. Für Natriumlicht also ca. 3,50.

Während bei $Se_{am.}$ bis Rot 6. Ordnung sichtbar ist, kann man im besten Falle nur Rot 3. Ordnung bei $Se_{krist.}$ erkennen. Bei Beleuchtung mit Natriumlicht sieht man nur zwei schwarze Ringe, wovon der zweite schon recht schwach und verwaschen ist.

Eine Bestätigung obiger Resultate lieferte der folgende Versuch: Durch Kathodenzerstäubung wurde eine Schicht von amorphem Selen auf Glas niedergeschlagen. Sie zeigte ein System von Interferenzringen (bis 3. Ordnung); durch den Mittelpunkt des Systems wurde mit dem Diamant ein Schnitt geführt und die Glasplatte in zwei Stücke geteilt. Der eine Teil wurde mit Zaponlack gefirnißt[1]) und kristallisiert. Nach der Kristallisation waren die Ringe nach dem dünneren Teil der *Se*-Platte gewandert und ihr gegenseitiger Abstand war geringer geworden. Bei Beleuchtung mit Natriumlicht ergab sich der Abstand bei $Se_{krist.}$ zu etwa $^4/_5$ des entsprechenden Abstands der Ringe bei $Se_{am.}$

Von den einfachen Grundstoffen hat somit das kristallinische Selen den höchsten Brechungsindex.

1) Diese Zeitschr. **13**, 686, 1912.

Masaby (Finnland), 18. Dezember 1912.

(Eingegangen 22. Dezember 1912.)

Notiz zu dem neuesten Wert für das Atomgewicht des Radiums.

Von Stefan Meyer.

Vor kurzem hat W. Marckwald[1]) Zweifel an der Gültigkeit des von O. Hönigschmid angegebenen[2]) Atomgewichts des Radiums und der Reinheit der internationalen Radiumstandardpräparate ausgesprochen.

O. Hönigschmid[3]) hat seither seine an Chloriden gefundene Zahl durch Bestimmungen am Radiumbromid verifiziert und gibt als das wahrscheinlichste Atomgewicht 225,97 an.

1) W. Marckwald, diese Zeitschr. **13**, 732, 1912.
2) O. Hönigschmid, Wiener Sitzber. **120**, 1617, 1911.
3) O. Hönigschmid, Wiener Sitzber. **121**, 31. Okt. 1912.

Durch gemeinschaftlich mit E. Haschek[1]) angestellte Spektraluntersuchungen kommt er zu dem Schlusse, daß sein für die Radium-Etalons verwendetes Präparat nicht mehr als 0,004 Proz. *Ba* enthalten haben kann[2]).

Damit scheinen die Einwände, die sich experimentell beheben lassen, beseitigt. Aber auch theoretische Gründe sprechen für das Atomgewicht 226,0.

Aus der Ablenkungskonstante im magnetischen Felde $2\varepsilon/m = 5070$ elektromagn. Einh.[3]) und aus dem Wert für das elektrochemische Äquivalent $(n \cdot \varepsilon)$, das unter Zugrundelegung der Werte für die Silberabscheidung von 0,001118 g und dem Atomgewicht des Silbers von 107,88 gleich 9649 elektromagn. Einh. (mit einer Sicherheit von zumindest ein Promille) ist, berechnet sich:

$$n \cdot m = 2 \cdot m/2\varepsilon \cdot n\varepsilon = 3{,}8$$

als die Dichte bzw. das Atomgewicht des α-Partikels von m_α (Helium).

(Dieser Wert ist unabhängig von der Größe des Elementarquantums.)

Um das Atomgewicht des Heliums = 4 herauszubekommen, müßte $2\varepsilon/m$ um ca. 5 Proz. kleiner sein, was derzeit eine unwahrscheinliche Annahme ist.

Akzeptiert man die Hönigschmidsche Bestimmung für das Atomgewicht des *Ra* mit 225,97 = nahezu 226,0 und setzt für Blei 207,0, so wird die Differenz genau fünfmal 3,8

$$19{,}0 = 5 \cdot m_\alpha.$$

Die Hypothese des allmählichen Zerfalls von *Ra* bis Blei steht sonach in guter Übereinstimmung mit dem Atomgewicht Hönigschmids und dem von E. Rutherford gefundenen Wert für $2\varepsilon/m$.

Der so gefundene Wert von m_α weicht aber von dem dermalen angenommenen Wert für das Atomgewicht des Heliums (3,99)[4]) so stark ab, daß eine Revision dieses Atomgewichts dringend erwünscht erscheint. Man darf es ja wohl nicht übersehen, daß schon sehr geringe Beimengungen der anderen Edelgase mit höherem Atomgewicht die Zahl für *He* sehr leicht nach oben verschieben können.

Der oben gefundene Wert steht ferner nicht im Einklang mit der Annahme, daß $3m_\alpha$ das

1) Ebenda.
2) Mme. Curie (Le Rad. **4**, 349, 1907) hatte ihre reinsten Produkte auf einen Maximal-*Ba*-Gehalt von 0,06 Proz. eingeschätzt.
3) Vgl. E. Rutherford, Radioactive Substances, 1912, S. 140.
4) Nach der Anschauung F. Soddys von der „physikalischen und chemischen Identität" von Elementen, deren Atomgewichte nur sehr wenig differieren, wäre die Frage der absoluten Identität von m_α und *He* auch diskutabel.

Atomgewicht des *Ra* auf das des Urans bringen sollen:

$$226 + 11{,}4 = 237{,}4$$

statt des derzeit angenommenen Atomgewichts 238,5.

Abgesehen davon, daß erst Neubestimmungen dieses Atomgewichts abgewartet werden sollen, sei darauf hingewiesen, daß der Nachweis der Genesis von *Ra* aus *U* trotz der mühevollsten Versuche F. Soddys bisher nicht gelungen ist, so daß die Annahme noch unbekannter langlebiger Zwischenkörper nahegelegt wird. Auch ist der Komplex

$$UI + UII + UX + UY,$$

der zurzeit das Uran darstellt, noch nicht hinreichend studiert, um bezüglich des Zusammenhanges der Atomgewichte Sicheres aussagen zu können. Insbesondere die Seitenabspaltung für *UY* könnte unter Abtrennung von Partikeln anderer Größe als der des Heliumatoms gedacht werden.

Es liegen sonach zurzeit keine triftigen Gründe vor, an dem Atomgewicht des Radiums = 226,0 und ebensowenig irgendwelche, an der Reinheit der internationalen Radiumstandardpräparate zu zweifeln.

Wien, 6. Dezember 1912.

(Eingegangen 28. Dezember 1912.)

Nachtrag zu der Notiz: Über Schwingungen nach dem quadratischen Widerstandsgesetz[1]**.**

Von R. Grammel.

Während des Druckes gelangte zu unserer Kenntnis, daß W. v. Ignatowsky[2]) eine ähnliche Untersuchung über die Differentialgleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2} + k\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + 2a^2x = 0$$

ausgeführt hat, jedoch, indem er den Widerstandsfaktor *k* ständig positiv ansetzt. Für den ersten Schwingungsgang stimmen darum unsere Resultate mit denen von v. Ignatowsky überein, aber, wegen des in Wirklichkeit unbedingt eintretenden Vorzeichenwechsels von *k*, nur für diesen.

1) Diese Zeitschr. **14**, 20, 1913.
2) Archiv d. Math. u. Phys. **17**, 338–344, 1911.

Danzig-Langfuhr, Dezember 1912.

(Eingegangen 2. Januar 1913.)

BESPRECHUNGEN.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. II. Band. Graphische Statik. 3. Auflage. XII u. 419 S. m. 209 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1912. Gebunden M. 8.—

Über die 3. Auflage des II. Bandes von Föppls bekanntem Lehrbuch ist wenig Neues zu sagen, da der Inhalt der früheren Auflagen im wesentlichen ungeändert übernommen worden ist. Es genügt daher, die Fülle des behandelten Stoffes durch eine summarische Inhaltsangabe zu kennzeichnen: Zusammensetzung und Zerlegung der Kräfte in der Ebene (Theorie der Kräftepläne), Seilpolygone (einschließlich der graphischen Ermittlung von Trägheitsmomenten und der elastischen Linie), Kräfte im Raume; daran schließen sich Anwendungen auf das ebene und räumliche Fachwerk sowie die Behandlung der elastischen Formänderungen eines Fachwerkes und der statisch unbestimmten Fachwerke. Den Beschluß bildet die Theorie der Gewölbe und der durchlaufenden Träger. Dieser umfangreiche Stoff (67 Paragraphen) ist in der bei Föppl bekannten eingehenden Weise besprochen und durchgearbeitet, wobei der Verfasser (wohl auf Grund seiner Erfahrung im Verkehr mit Studierenden) selbst auf die kleinen Schwierigkeiten verständnisvoll eingeht, die dem Anfänger bei der Lösung von Aufgaben in den Weg treten. Sehr wertvoll sind die gegen die vorige Auflage um 14 Beispiele vermehrten Übungsaufgaben. Sie sind jedesmal am Schluß eines Abschnittes angefügt und erleichtern das Studium und die Wiederholung sehr, wenn sie auch zum Teil schon recht schwierig sind.

Als besonders anerkennenswert verdient noch die Absicht des Verfassers hervorgehoben zu werden, durch kritische Sichtung den Text gegen die vorige Auflage (trotz vermehrter Aufgaben) zu kürzen und damit den Umfang des Buches zu verkleinern. Diesem Bestreben, das auch vom Verleger unterstützt wurde, ist die Verbilligung des vielgebrauchten Lehrbuches (8 Mark gegen 10 Mark in der II. Auflage) zu danken, womit aber der innere Wert des Buches keineswegs abgenommen hat. A. Pröll.

J. M. Eder, Die Photographie bei künstlichem Licht, Spektrumphotographie, Aktinometrie und die chemischen Wirkungen des farbigen Lichtes (Ausführliches Handbuch der Photographie, Band I, 3. Teil). Dritte gänzlich umgearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8. VIII u. 676 S. mit 409 Abbildungen im Text u. 10 Tafeln. Halle a. d. S., Wilhelm Knapp. 1912. M. 28.—, gebunden M. 29.50

Das Handbuch von Eder ist das umfangreichste Sammelwerk der photographischen Literatur. Es vereinigt in ungemein klarer und anschaulicher Weise alle Erfahrungen der wissenschaftlichen und praktischen Photographie. Für jeden, der auf dem Gebiet der Photographie arbeitet, ist Eders Handbuch unentbehrlich. Dies ausgezeichnete Sammelwerk ist um so mehr zu begrüßen, da die täglich wachsende photographische Literatur sich auf eine

große Anzahl von Fach- und wissenschaftlichen Zeitschriften verteilt.

Das Werk ergänzt die zahlreichen Handbücher und Spezialwerke der Photographie in hervorragender Weise und wichtige Einzelheiten, die meistens aus Mangel an Raum in letzteren übergangen sind, finden sich in Eders Handbuch ausführlich dargestellt. Die vorliegende Neuauflage behandelt eine Reihe der wichtigsten Erscheinungen der Photographie unter Berücksichtigung der neuesten wissenschaftlichen und praktischen Erfahrungen in erschöpfender Ausführung.

Das Gebiet der Spektralanalyse und Spektrumphotographie ist in sehr eingehender und anschaulicher Weise besprochen, unterstützt wird die Anschaulichkeit noch durch eine Reihe vorzüglicher Abbildungen. Es schließen sich an Kapitel über ultraviolette Strahlen, über Photometrie, über Prüfung der Empfindlichkeit photographischer Präparate, chemische Photometer mit Gasen und Flüssigkeiten.

Für die Aufnahmepraxis ist sehr wichtig das Kapitel der Expositionsmesser.

Ferner finden wir Abschnitte vor, die die ungemein wichtigen und interessanten Erscheinungen der chemischen Wirkung des Lichtes behandeln, Verhalten von verschiedenen lichtempfindlichen unorganischen Verbindungen gegen farbiges Licht usw.

Auch Gebiete wie die Photographie im Zusammenhang mit meteorologischen und klimatischen Verhältnissen werden ausführlich behandelt.

Besonders gründlich und lehrreich sind die Kapitel über die Photographie bei künstlichem Licht, elektrische Lichtquellen, Verwendung des elektrischen Lichtes in der Photographie, Gaslicht, Kerzenlicht, Holzfeuer, Azetylen, Oxyhydrogen, Kalklicht und Verwandtes, Bengalisches Feuerwerk, Phosphoreszenzlicht, Magnesiumlicht. Es dürfte wohl kein Spezialwerk geben, welches alle für die Aufnahmen mit künstlichem Licht in Betracht kommenden Faktoren in so übersichtlicher Weise zusammenstellt wie Eders Handbuch.

Ein spezieller Abschnitt ist den zu Blitzlichtaufnahmen gehörigen Apparaten, wie Lampen, Rauchfänger usw., gewidmet. Diesem Kapitel sind zur Erläuterung eine Reihe vorzüglicher Abbildungen beigegeben.

Wissenschaftlich sehr interessant und anregend sind besonders die Kapitel über Aktinometrie der photographischen Lichtintensität künstlicher Lichtquellen und spektrale Zusammensetzung des von verschiedenen Bogenlampen ausgehenden Lichtes.

Sehr wertvoll ist ein umfangreiches Autoren- und Sachregister, die das Werk beschließen.

Alles in allem, das Edersche Handbuch sollte in keinem wissenschaftlichen Institut fehlen. Es ist ein unübertreffliches Sammel- und Unterrichtswerk der wissenschaftlichen sowie praktischen Photographie, die ja in engster Berührung mit allen anderen Wissenschaften steht.

Auch für alle diejenigen, welche sich mit wissenschaftlicher und praktischer Photographie beschäftigen, ist Eders Handbuch äußerst wertvoll.

W. Federlin.

Frederick Soddy, The Chemistry of the Radio-Elements. gr. 8. V u. 92 S. Longmans, Green and Co. 39 Paternoster Row, London. New York, Bombay and Calcutta. 92 S. 1911. 2,6 sh net.

Das vorliegende kleine Buch Soddys ist das erste radioaktive Werk, das eine zusammenhängende Darlegung der chemischen Eigenschaften oder richtiger der Chemie der Radioelemente gibt. Es ist nämlich berechtigt, von einer speziellen Chemie der radioaktiven Substanzen zu sprechen, weil die Mengen, um die es sich bei schnell zerfallenden Körpern handelt, von ganz anderer Größenordnung sind, als die geringsten Mengen, mit denen die gewöhnliche Chemie zu arbeiten imstande ist. Es war daher auch notwendig, besondere Methoden in der Radiochemie auszuarbeiten, deren Resultate indes auch für die allgemeine Chemie vermutlich nicht ohne Bedeutung bleiben werden.

Der Verfasser gibt zuerst einen kurzen Überblick über die allgemeinen radioaktiven Erscheinungen, die Natur der Strahlen und die Gesetze, durch welche der radioaktive Zerfall geregelt wird. Dann wird zu dem eigentlichen Thema des Buches übergegangen. Die einzelnen Radioelemente werden unter Berücksichtigung ihres genetischen Zusammenhanges in ihrem chemischen Verhalten beschrieben, die zu ihrer Abscheidung geeigneten Methoden genau dargelegt und die Bedeutung der jeweilig vorhandenen Strahlungen für die Kontrolle des Herstellungsprozesses eingehend erörtert.

Es ist wohl kaum möglich, den radioaktiv Arbeitenden in besserer Weise mit den einschlägigen Arbeitsmethoden vertraut zu machen, als es in dem Soddyschen Buch geschieht. Es wird nicht nur eine mustergültig klare und erschöpfende Anleitung für das chemische Arbeiten in der Radioaktivität geboten, bei der auch der jeweilige Zweck der Abtrennung Berücksichtigung findet, sondern das Buch ist auch reich an neuen Gesichtspunkten, aus denen der Leser sehr wertvolle Anregungen gewinnen kann. Kleine Irrtümer kommen daneben kaum in Betracht, wie z. B. der Umstand, daß der Verfasser die β-Strahlen von *ThB* und *RaB* als nicht eigentliche β-Strahlen bezeichnet, während sie in Wirklichkeit sehr intensiv sind und sich nur infolge ihres geringeren Durchdringungsvermögens längere Zeit der Beobachtung entzogen hatten.

Das Buch wird von allen, die auf dem Gebiet arbeiten, mit Freude begrüßt werden, und sicher die Verbreitung finden, die ihm gebührt.

Meitner.

Frederick Soddy, Die Natur des Radiums. Nach sechs an der Universität zu Glasgow im Jahre 1908 gehaltenen freien populären Experimentalvorlesungen. Übersetzt von Prof. G. Siebert. gr. 8. XVI u. 272 S. m. 31 Illustrationen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1909. M. 5.—, gebunden M. 6.—

Die Anzeige dieses Werkes erscheint etwas verspätet. Aber obwohl manche der darin ausgesprochenen Vermutungen durch die Forschungen der letzten Jahre als überholt betrachtet werden müssen, manche Lücken inzwischen ausgefüllt worden sind, enthält es doch eine solche Fülle anregender Gedanken, daß es auch heute noch sehr die Mühe lohnt, es zur Hand zu nehmen. Der Physiker wird zahlreiche sehr instruktive Vorlesungsversuche in dem Werke finden, die sich durch besondere Einfachheit auszeichnen, und der Studierende, der sich über das Gebiet informieren will, wird das Buch mit Genuß und Nutzen lesen. Meitner.

Mme P. Curie, Die Entdeckung des Radiums. Rede gehalten am 11. Dezember 1911 in Stockholm bei Empfang des Nobelpreises für Chemie. Autorisierte deutsche Ausgabe mit 5 Abbildungen. gr. 8. 28 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1912. M. 1.50

Die kleine Abhandlung befaßt sich, entsprechend der Gelegenheit, der sie ihren Ursprung dankt, vor allem mit der Entdeckung des Radiums und Poloniums und ihrer Reindarstellung durch die Verfasserin. Eine Reihe hübscher Abbildungen unterstützt aufs beste die anregenden Darlegungen der bekannten Forscherin, die allen für das Gebiet Interessierten als leicht verständliche Lektüre empfohlen werden können. Meitner.

A. Berliner, Lehrbuch der Experimentalphysik in elementarer Darstellung. 2. Aufl. gr. 8. XVI u. 720 S. mit 726 zum Teil farbigen Abbildungen im Text und 2 lith. Taf. Jena, Gust. Fischer. 1911. M. 18.—, geb. M. 19.50

Die erste Auflage (1903) des Werkes ist in dieser Zeitschrift eingehend besprochen worden (5, 479, 1904), und es kann im großen und ganzen auf jene Besprechung verwiesen werden, da der Verfasser es leider abgelehnt hat, jene recht wohlwollend abgefaßte, wenn auch nicht in allem beipflichtende, aber treffende Kritik sich zunutze zu machen. Es ist nichts von dem, was dort mit Recht als verbesserungsbedürftig hervorgehoben wurde, geändert worden. Die beibehaltene, zuweilen unerfreuliche Breite bei Besprechung der einfachsten, elementarsten, zum Teil veralteten Versuche neben einer oft nicht berechtigt erscheinenden Kürze in solchen Dingen, die ein tieferes Eingehen auch in elementarer Darstellung wohl verdient hätten, läßt das Buch nicht übermäßig empfehlenswert für die erscheinen, die einen Überblick der modernen Physik sich zu verschaffen wünschen und die wenigstens ein humanistisches Gymnasium besucht haben.

Bezüglich der Auswahl des Stoffes, der in ein solches Lehrbuch gehört, kann man zweifellos verschiedener Ansicht sein und diese Ansicht mit gutem Grunde verteidigen. Die hier getroffene Auswahl will mich indessen doch recht willkürlich dünken und wird bei vielen den Eindruck der Unvollständigkeit erwecken. Wenn z. B. einerseits auf das Prinzip der Relativität, die Energiequanten, den Nernstschen Wärmesatz, das Ultramikroskop eingegangen wird und andererseits die Erscheinungen des Lichtbogens nur gestreift, die elektrischen Schwingungen fast ganz übergangen werden, so scheint mir das ein Mißverhältnis zu sein, ganz abgesehen davon, daß ich glaube, die Abschnitte über die genannten neusten Errungenschaften werden kaum den Leser zum Verständnis des Gegenstandes führen können. Daß der Verfasser an vielen Stellen und oft mit großem Geschick es unternommen hat, auf Modernes einzugehen, ist natürlich sehr erfreulich und beachtenswert. Auch sind manche Abschnitte, z. B. die optische Abbildungslehre, recht gut gelungen; gleiches gilt von dem in dem Buch enthaltenen Aufsatz von W. Mecklenburg über die Elektrizität in Gasen und die Radioaktivität. Valentiner.

Dr. Wegner v. Dallwitz, Wärmetheorie und ihre Beziehungen zur Technik und Physik. gr. 8. XVIII u. 331 S. mit 59 Abbildungen und 2 Tafeln. Berlin, C. J. E. Volckmann Nachf. G. m. b. H. 1912. M. 10.—, gebunden M. 12.—

Das vorliegende Buch bildet den Band I eines dreibändigen Werkes über „Wärmelehre in Theorie und Anwendung", der Band II wird über die maschinentechnischen Anwendungen der Wärmetheorie handeln und Band III über die „kinetische Gastheorie als Hilfsmittel zum Verständnis wärmetheoretischer Rechnungen". Dieser erste Band bringt nach einer Einleitung, die „erkenntnistheoretische Fragen" behandelt („Realistische Erkenntnis", „Idealistische Weltauffassung", „Was ist Wärme") und nach einigen Ausführungen über Mechanik eine Darlegung des ersten und zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie und bespricht anhangsweise die verschiedenen Energiequellen, von denen der Techniker Gebrauch macht.

Die Darstellung, die der Autor von den Grundlehren der Thermodynamik gibt, wird schwerlich Zustimmung finden. Wenn man im Buche nach den physikalischen Grundannahmen sucht, von denen aus der Autor schließlich zur Carnotschen Gleichung (§ 146) zur Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art usw. gelangt, so findet man folgendes: Die Größe

$$\frac{dQ}{T}$$

wird unmittelbar, nachdem sie zum erstenmal auftritt, in unscheinbarer Weise als Änderung „der Entropie des Stoffes" bezeichnet (S. 151 unten, § 127 Anfang). Wenn man bereits mit der Thermodynamik bekannt ist, wird man natürlich fragen, woher man denn weiß, ob es für jeden Körper überhaupt eine solche Zustandsfunktion gibt, deren Differential obiger Größe gleich ist. Man wird dann finden, daß der Autor in den §§ 141, 142, 143 diesen Nachweis für ideale Gase in der Tat durch direkte Ausrechnung erbringt, indem er nachweist, daß bei einem reversiblen Kreisprozeß mit einem idealen Gase

$$\int \frac{dQ}{T} = 0$$

ist. Zu allen anderen Körpern geht aber der Autor kurzweg mit folgender Redewendung über: „Diese Beziehung gilt sinngemäß nicht nur für Gase, sondern für jeden beliebigen Stoff, der irgendeinen beliebigen Kreisprozeß, zum Beispiel einen chemischen Kreisprozeß, durchmacht, wenn der Prozeß umkehrbar ist." So kann man natürlich die Carnotsche Gleichung, die Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art und unter anderem auch den Satz, daß dQ immer die Temperatur zum integrierenden Nenner besitzt (S. 257), „beweisen", ohne irgendeines physikalischen Axioms zu bedürfen, das demjenigen äquivalent wäre, von dem Clausius oder Kelvin oder Planck usw. ausgehen.

Das Hauptziel, nach dem der Verfasser in diesem Buche strebt, ist die Veranschaulichung des Entropiebegriffes. Den Ausgangspunkt bildet die bekannte Vergleichung der Temperatur mit anderen Intensitätsgrößen; also innerhalb der Mechanik mit den Kräften. Aber schon einer der nächsten Schritte ist wesentlich mit folgender Behauptung verknüpft: Die Gaskonstante R ist „ihrer Natur nach eine Länge; R hängt mit dem mittleren Weg zusammen, den die Moleküle zurücklegen müssen, ehe sie aneinander

stoßen und mit ihrer kinetischen Energie eine Kraftänderung hervorbringen" (S. 268). Der Zusammenhang läßt vermuten, daß der Band III (die kinetische Gastheorie) eine Begründung für diese sonderbare Behauptung bringen will (vgl. S. 58). Durch Verknüpfung dieser Behauptung mit einer nicht minder sonderbaren Fassung des Prinzips der lebendigen Kraft (S. 265) gelangt der Verfasser zum Resultat, daß „T (die Temperatur im mechanischen Maß) ihrer Natur nach eine Arbeit, dividiert durch eine Länge, also eine Kraft ist" (S. 268), was den Verfasser übrigens auch veranlaßt, das Kilogrammgewicht als angemessenstes Temperaturmaß anzusehen. Die „mechanische" (§ 149 bis 158), „mathematische" (§ 144) und „erkenntnistheoretische" (§ 27) Deutung, die der Verfasser dem Entropiebegriff gibt, stützt sich auch sonst noch auf eine Fülle eigenartiger Begriffsbildungen. Es seien hier einige derjenigen Stellen notiert, die es schwer machen, dem Autor zu folgen: § 25—27, § 49; das Formelmaterial auf S. 253, 254 (selbst wenn man es mit der Annahme versucht, daß es sich hier — trotz Wiederholungen — zum Teil um Druckfehler handelt); S. 265 unten, S. 268 obere Hälfte. S. 152 und 154 — besonders S. 274 „unter der Bedingung R". Wenn übrigens der Verfasser diese letzteren Stellen im Sachregister als „Unstimmigkeiten der Clausius-Entropie" anführt, so tut er Clausius unrecht. Die Phrase: „Stellt man sich die Entropie als etwas Materielles vor, wozu man bis jetzt geneigt war . . ." (§ 171) und eine Fülle ähnlicher Wendungen müssen Überraschung erwecken; insbesondere in einem Buche, dessen Verfasser sich auf dem Titel ausdrücklich als Physiker bezeichnet. P. Ehrenfest.

Berichtigung.

In meiner Arbeit „Zur Theorie der Gravitation", diese Zeitschr. **12**, 1189, 1912, ist folgendes zu berichtigen: Seite 1192, Spalte 2, Zeile 25 v. o. ist statt

$$F_1\left(\frac{F_x}{\mu}, \frac{F_y}{\mu}, \frac{F_z}{\mu}, -\frac{iF_t}{c^2\mu}\right)$$

zu lesen:

$$F_1\left(\frac{\mathfrak{F}_x}{\mu}, \frac{\mathfrak{F}_y}{\mu}, \frac{\mathfrak{F}_z}{\mu}, -\frac{i\mathfrak{F}_t}{c^2\mu}\right).$$

J. Ishiwara.

Tagesereignisse.

Im Arkadenhof der Universität in **Wien** wurde ein **Denkmal für Ludwig Boltzmann** enthüllt. Es besteht aus einem lichtgelben Marmorsockel mit der Bronzebüste Boltzmanns und ist von dem Bildhauer L. Brandeisky geschaffen worden.

Personalien.

(**Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. B. Seeger für Spektralanalyse und photographische Optik, an der Universität Budapest Dr. Julius v. Weszelszky für Radiologie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Kasimir Fajans für physikalische Chemie und Elektrochemie, an der Universität Zürich Dr. P. Bernays für Mathematik.

Ernannt: Der ord. Honorarprofessor der Mathematik an der Universität München Dr. Hermann Brunn zum Oberbibliothekar daselbst, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Basel Dr. Rudolf Fueter in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Karlsruhe, der Privatdozent für angewandte Mechanik an der Universität Göttingen Dr. Theodor v. Kármán zum etatmäßigen Professor für Mechanik und flugtechnische Aerodynamik an der Technischen Hochschule Aachen (unter Ablehnung der Berufung nach Schemnitz: diese Zeitschr. **13**, 932, 1912), Dr. J. W. Nicholson zum Professor der Mathematik am Kings College in London, Professor G. P. Paine an der Universität von Minnesota zum a. o. Professor der Mathematik am Middlebury College, Dr. H. B. Roe zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Minnesota.

Berufen: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule München Dr. Heinrich Liebmann zum ord. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Prag, der a. o. Professor an der Universität Gießen Dr. Heinr. Willy Schmidt zum ord. Professor der Physik an die Bergakademie Freiberg.

Abgelehnte Berufung: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald Dr. Friedrich Engel wird dem Ruf nach Kiel (siehe **14**, 88, 1913) keine Folge leisten, der a. o. Professor der Physik an der Universität Heidelberg Dr. Friedrich Pockels hat einen Ruf als Nachfolger von Professor Rothe zum Professor für Mathematik und Mechanik an der königl. Bergakademie zu Clausthal abgelehnt.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Experimentalphysik an der Universität Wien Dr. Eduard Haschek der Titel Professor, dem Dozenten für Nahrungsmittelchemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe und Leiter der Großherzogl. Lebensmittelprüfungsstation Professor Gustav Rupp der Titel Regierungsrat.

Rücktritt vom Lehramt: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen Geheimrat Dr. Felix Klein hat seine Entlassung aus dem Lehramt nachgesucht.

Gestorben: Der emer. Professor der höheren Geodäsie und sphärischen Astronomie an der Technischen Hochschule Wien K. K. Ministerialrat Dr. Wilhelm von Tinter, Edler von Marienwil (im Dezember), die Physiker Leon Philippe Teisserenc de Bort in Cannes und Louis Paul Caillet, beide von der Académie des Sciences, der Assistant-Professor für Astronomie an der Harvard University in Cambridge Oliver Clinton Wendell (am 5. November), der ord. Professor der Physik an der Universität Krakau Dr. Aug. Wikt. Witkowski (am 20. Januar), der frühere Dozent der Chemie an der Universität Helsingfors Dr. August Benjamin de Schulten in Paris.

Angebote.

Als **wissenschaftlicher Hilfsarbeiter** wird ein

promovierter Physiker

oder ein

Diplomingenieur der Elektrotechnik

mit guter physikalischer Vorbildung **gesucht.** Es können nur Bewerber berücksichtigt werden, die befähigt sind, selbständige wissenschaftliche Untersuchungen schnell und erfolgreich durchzuführen. Die Annahme erfolgt auf Privatdienstvertrag gemäß § 611 B.G.B. u. ff., und zwar zunächst auf dreimonatige Probebeschäftigung. Die monatliche Anfangsvergütung beträgt etwa 300 Mk. Den Bewerbungsschreiben, die spätestens am 15. Februar 1913 eingereicht sein müssen, sind beizufügen: Zeugnisabschriften, Lebenslauf, Angaben über Bildungsgang und Militärverhältnisse sowie Angaben über den Zeitpunkt, an dem der Eintritt erfolgen kann.

Kaiserliches Torpedoversuchskommando Kiel.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.